

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre REGNIER

PREMIÈRE THÈSE

ÉTUDE DES MODES DE GLISSEMENT DE MONOCRISTAUX
DE BERYLLIUM

DEUXIÈME THÈSE

Mesure des énergies de surface et d'interface

Soutenues le 19 mai 1969 devant la commission d'examen

MM. J. FRIEDEL

Président

P. LACOMBE

G. CIZERON

J. M. DUPOUY

} Examineurs

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre REGNIER

PREMIÈRE THÈSE

ÉTUDE DES MODES DE GLISSEMENT DE MONOCRISTAUX
DE BERYLLIUM

DEUXIÈME THÈSE

Mesure des énergies de surface et d'interface

Soutenues le 19 mai 1969 devant la commission d'examen

MM. J. FRIEDEL

Président

P. LACOMBE

G. CIZERON

J. M. DUPOUY

} Examineurs



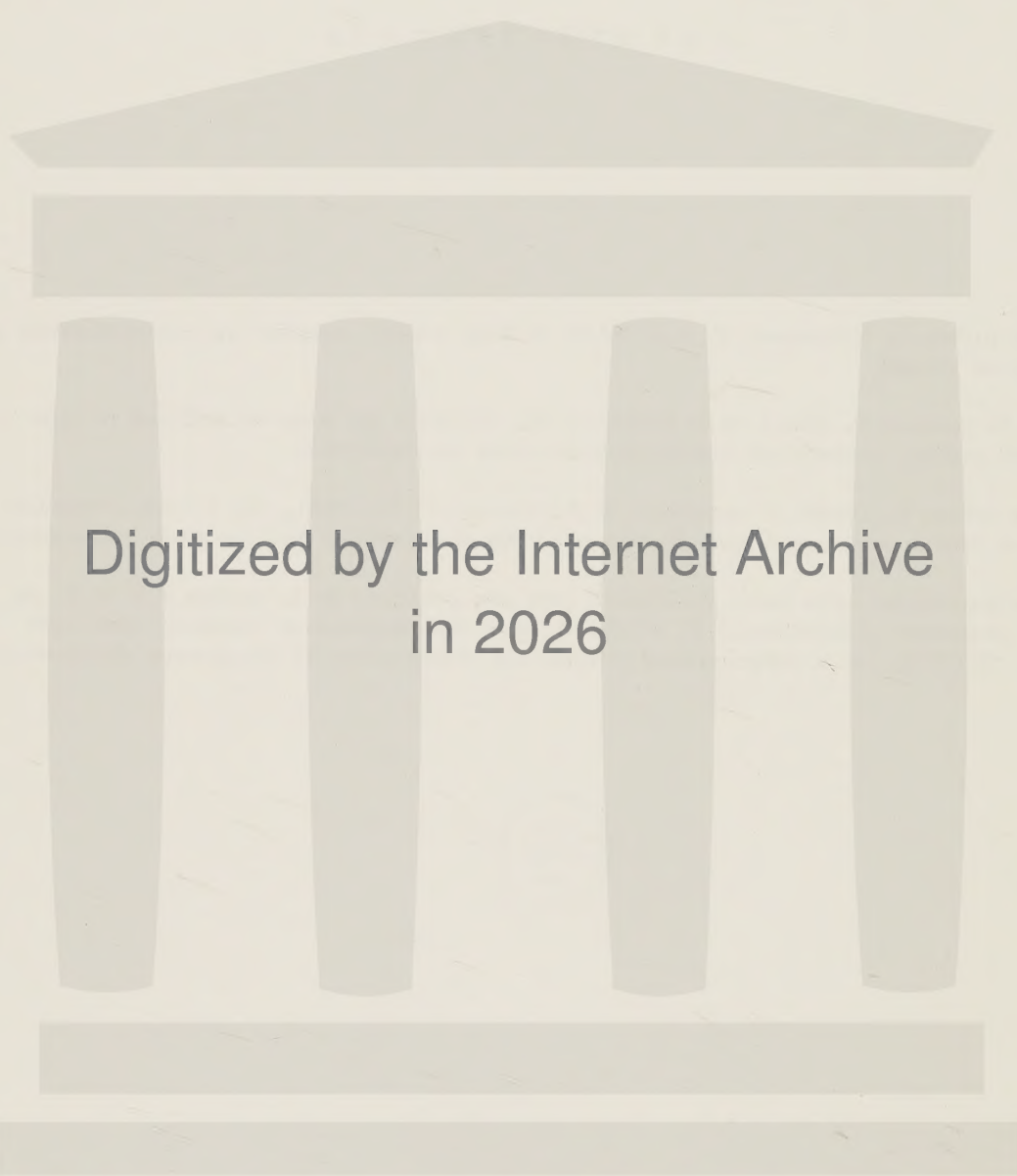
- R E M E R C I E M E N T S -

Nous prions le Professeur P. LACOMBE de bien vouloir accepter nos remerciements pour avoir dirigé ce travail.

Que le Docteur Y. ADDA et le Docteur J.M. DUPOUY qui nous ont proposé le sujet et constamment guidés, trouvent ici l'expression de notre reconnaissance.

Nous tenons également à remercier le Professeur J. FRIEDEL, qui a suivi l'évolution de ce travail et nous a encouragés dans la recherche des dissociations sur les plans prismatiques.

Nous exprimons enfin notre gratitude à tous nos collègues de la Section S.R.M.P. de Saclay, et notamment à Monsieur J.P. POIRIER, pour des discussions fécondes, ainsi qu'à Madame J. ANTOLIN qui a obligeamment effectué les observations au microscope électronique.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552201_0036

- I N T R O D U C T I O N -

Les perspectives d'applications nouvelles de certains métaux hexagonaux tels que magnésium, titane, zirconium, béryllium et de leurs alliages, ont relancé depuis quelques années l'intérêt des recherches visant à comprendre la plasticité des métaux de cette structure.

De tous ces métaux, le béryllium est peut-être le plus remarquable car il présente des caractéristiques assez exceptionnelles. Il possède en effet une densité très faible (1,84), un module de cisaillement élevé (15.000 kg/mm²), et une température de fusion relativement haute (1280°).

Malheureusement, sa faible ductibilité à basse température le rend pratiquement inutilisable. Cette fragilité du béryllium, quoique encore mal comprise, est en général attribuée à l'insuffisance des modes de déformation disponibles. Afin d'obtenir des informations sur l'absence de ces modes, il paraît nécessaire de s'intéresser d'abord aux modes effectivement présents.

Dans le béryllium, les seuls glissements actifs en-dessous de 400°C sont le glissement basal et le glissement prismatique.

Ce très petit nombre de systèmes actifs rend l'étude particulièrement attrayante d'un point de vue fondamental car on peut isoler chacun de ces deux modes et étudier ainsi des cas purs.

Le glissement basal ayant été assez largement étudié sur d'autres métaux hexagonaux (zinc, cadmium, magnésium, cobalt), nous avons surtout cherché à savoir si ce mode présentait dans le béryllium les mêmes caractéristiques que dans ces autres métaux.

Le glissement prismatique étant au contraire assez mal connu, nous avons plus particulièrement axé notre effort sur l'étude de ce mode.

Nous présenterons donc d'abord les résultats obtenus sur le glissement basal, puis nous aborderons l'étude du glissement prismatique.

I - TECHNIQUES EXPERIMENTALES

I.1 - LES MONOCRISTAUX

Les monocristaux de béryllium ont été obtenus par la méthode de Czochralsky :

On fait croître un monocristal en tirant à la vitesse de cristallisation un germe plongeant dans un bain de Béryllium en fusion.

Cette méthode présente l'avantage de fournir de très gros monocristaux, ce qui permet de faire toute une série d'expériences avec des échantillons prélevés dans le même métal.

Nous avons essentiellement utilisé du Béryllium super raffiné de chez Péchiney (pureté : 99,95 %) fondu sous argon dans un creuset en glucine, sans traitement de purification ultérieur. Toutefois, quelques éprouvettes ont été prélevées dans des barreaux monocristallins et légèrement purifiés par des passes de zone fondue.

Le monocristal de magnésium a été réalisé par la méthode de Bridgman en fondant du magnésium nucléaire (pureté : 99,99 %) dans un creuset en graphite sous atmosphère d'argon.

I.2 - TECHNIQUES D'USINAGE ET DE CONTROLE DES EPROUVETTES

La perfection relativement médiocre des premiers cristaux nous a contraints de choisir une éprouvette standard relativement courte et de faible section (figure 1). Par la suite, la qualité s'étant beaucoup améliorée, nous avons pu réaliser des éprouvettes plus longues (longueur = 55 mm).

Nous avons d'autre part préparé quelques cubes de compression orientés pour le glissement basal (figure 2).

Eprouvettes de Béryllium destinées au glissement prismatique :

Les premiers essais d'usinage chimique et électrolytique du béryllium de pureté 99,95 n'ayant pas été pleinement satisfaisants, nous avons abandonné ces procédés au profit de la technique suivante :

Dans un cristal de 15 à 20 mm de diamètre germé perpendiculairement à l'axe C, on découpe par électro-érosion des rondins de 32 mm de long sur lesquels on usine une face plane sensiblement parallèle au plan de base (figure 3). Sur cette face préalablement décapée à l'acide fluorhydrique, on effectue un premier diagramme de Laué qui permet de corriger éventuellement l'orientation du plan de base.

On découpe alors par électro-érosion un bloc en forme d'éprouvette dont on polit les tranches au papier 600 (figure 4). Ce bloc est ensuite débité en tranches que l'on polit à leur tour au papier 600.

L'éprouvette ainsi obtenue est alors polie électrolytiquement et recuite 1 heure à 1100° sous un très bon vide secondaire.

La très fine couche d'oxyde du recuit, beaucoup trop adhérente pour être dissoute directement par polissage électrolytique, est "essuyée" avec précaution au papier 600. Puis, à l'aide d'un montage spécial, on rectifie à la pierre les portées des têtes de l'éprouvette et enfin, on repolit électrolytiquement dans les conditions suivantes :

- bain : (alcool éthylique 80 %
(acide perchlorique 20 %)
- Tension : 40 V
- Intensité : 4 A
- Température : - 50°C
- Agitation : violente

Grâce à l'emploi de divers montages de découpe et de polissage, on obtient de façon courante des éprouvettes calibrées à ± 15 microns ce qui rend négligeable l'incertitude sur la section.

N. B. Les poussières de béryllium étant particulièrement toxiques (dose maximale admissible 2×10^{-6} g/m³), toutes les opérations de polissage mécanique doivent être effectuées en boîte à gants.

Pour contrôler la sous structure, on effectue un diagramme de Lauë en translatant tout le corps de l'éprouvette devant le faisceau X. Le béryllium étant très transparent aux rayons X (pénétration quelques centimètres), cette technique est particulièrement sensible. Les éprouvettes ne présentant pas de sous structure décelable sur le Lauë ont été réservées aux essais quantitatifs. Celles dont la sous structure entraîne une désorientation n'excédant pas 2° ont été utilisées pour des essais qualitatifs ou des points intermédiaires. Enfin, les échantillons dont la sous structure est plus importante ont servi à tester l'appareillage et les diverses techniques de polissage.

Eprouvettes de béryllium destinées au glissement basal

Pour les éprouvettes destinées au glissement basal, nous avons utilisé les mêmes techniques d'usinage et de contrôle, mais la mauvaise qualité du cristal utilisé alliée à la difficulté d'usinage du béryllium suivant l'orientation adéquate (figure 5) nous a contraints d'utiliser des éprouvettes légèrement polygonisées.

Néanmoins, les clichés de Lauë ont permis de classer ces échantillons en 3 familles :

- très faible sous structure (figure 6)
- faible sous structure (figure 7)
- forte sous structure (figure 8)

Eprouvettes de magnésium orientées pour le glissement prismatique

Le magnésium étant beaucoup plus mou que le béryllium, les procédés d'usinage précédemment décrits ne peuvent être retenus pour la fabrication des éprouvettes de magnésium. Aussi, nous avons développé une technique chimique éliminant tout écrouissage. Le monocristal est débité en réglottes sensiblement parallèles au plan de base à l'aide d'une scie chimique à fil (cf. paragraphe suivant). Chaque réglotte est alors calibrée et orientée très soigneusement à l'aide d'une "machine à bande" (cf. plus loin).

Le corps de l'éprouvette est également usiné à la machine à bande sur une table en forme, et l'ensemble est poli électrolytiquement.

L'échantillon obtenu est collé à l'araldite sur des mors polycristallins, et l'ensemble est placé dans un montage à vis qui permet de manipuler l'éprouvette sans risque et assure le guidage au cours de l'essai de traction (figure 9).

Méthode du double Lauë

Pour contrôler de façon précise les orientations, nous avons utilisé la méthode suivante :

Sur une chambre de Lauë plate équipée d'un collimateur limitant le diamètre du faisceau à 2/10e de mm, on pose un premier cliché de la face plane de l'échantillon voisine du plan de base. Puis, on tourne l'échantillon de 175° autour de l'axe des X, et sur le même film on effectue un deuxième diagramme. On dépouille le double diagramme en l'agrandissant 5 fois au moins. La comparaison avec un troisième cliché (simple) permet de différencier les deux familles de taches, et indique le sens de la désorientation.

L'orientation étant proche de (0001) : les 3 hyperboles lieu des pôles des plans en zone avec les directions $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ sont très sensiblement des droites. On détermine donc très facilement leur point de concours qui n'est autre que le pôle du plan de base (figure 10).

L'avantage de cette méthode est d'éliminer les erreurs dues au décentrage de la chambre et d'éviter la détermination toujours imprécise du centre du cliché. La précision est d'autant meilleure que l'orientation est proche de (0001). En opérant avec soin, elle atteint 3 à 5 minutes d'arc lorsque la désorientation du plan de base n'excède pas un degré.

I.3 - APPAREILLAGE

Scie chimique à fil (figure 11)

L'échantillon (1) est solidaire d'un chariot orientable (2) posé sur trois billes (3).

L'ensemble "coulisse" presque sans frottement sur les rails (4) de la table (5). Le fil de tergal (6) se charge en acide dans le bac (7), passe dans les gorges des tambours (8), vient couper l'échantillon, puis s'enroule sur la bobine réceptrice (9). L'avance automatique est assurée en inclinant très légèrement la table.

La coupe mesure environ 3/10e de mm de large et la rugosité de sa surface n'excède pas 1/10e de mm lorsque l'on utilise du fil de tergal de 15/100e de mm de diamètre et une solution d'acide nitrique à 10 %. Dans ces conditions, la vitesse de coupe pour le magnésium peut atteindre 2 à 3 cm à l'heure.

Machine à bande (figure 12)

La bande (1) chargée en acide dans le bac (2) et entraînée par le rouleau (3) vient se plaquer sur la table (4).

L'échantillon (5) est collé sur le support orientable (6) qui coulisse presque sans frottement sur douze roulettes (7). L'ensemble support échantillon est équilibré par le contrepoids (8).

On dépose sur l'échantillon une très fine couche de vacoplast fortement dilué dans le tri-chloréthylène. La bande passe, essuie le vacoplast à l'endroit des bosses et l'acide attaque le métal ; une légère surcharge assure l'avance automatique et petit à petit, on usine sans écrouir une surface très plane.

La machine est équipée d'un comparateur au 1/100e de mm qui permet de calibrer les échantillons avec précision, et le système goniométrique du chariot est calé et contrôlé avant usage avec la même précision.

La bande en tergal fin à fibres serrées est stabilisée par une couche de colle cellulosique bien raclée. Un système à leviers et tendeurs permet de la conserver au milieu des tambours. L'emploi d'une table en forme permet d'usiner les décrochements du corps de l'éprouvette.

Encouragé par les très bons résultats de cette première machine, nous en étudions actuellement une nouvelle version utilisant le système de guidage et d'avance automatique de la scie chimique précédemment décrite. Un chariot goniométrique encore plus précis et plus commode pouvant être fixé directement sur le poste de rayon X est prévu.

Appareillage

Pour déformer ces éprouvettes, nous avons équipé une machine Instron d'un montage à rotule permettant :

- de tirer dans l'axe des éprouvettes d'épaisseur et de largeur variables.
- d'utiliser des capteurs de déplacement sensibles à 0,01 mm pour enregistrer la déformation de l'éprouvette et vérifier la vitesse de traction.
- de supporter 6 agitateurs, 10 thermocouples de régulation et 2 thermocouples de mesure
- de plonger l'ensemble dans un vase dewar de 4 litres contenant un bain régulé à froid ou à chaud.

D'autre part, nous avons étudié et mis au point plusieurs systèmes de régulation permettant de couvrir la gamme de température comprise entre 78°K et 1200°K.

Pour cela; nous avons utilisé un dewar de 4 litres, rempli d'azote liquide pour le point à -195°C.

Pour couvrir la gamme -120° +20°C, le dewar est rempli d'éther de pétrole et le refroidissement est assuré par de l'azote gazeux très froid qui circule dans un serpentín de laiton très mince.

De +20 à +250°, le dewar est rempli de 4 litres d'huile aux silicones, et l'ensemble est chauffé par une grille annulaire placée contre la paroi interne du vase.

Au-dessus de 250°C, nous avons utilisé un four A.D.A.M.E.L.

De 78° à 600°K, la température est repérée au 1/10e de degré à l'aide de 2 thermocouples cuivre constantan étalonnés, l'un placé directement sur la tête de l'éprouvette, l'autre dans le bain régulé au voisinage immédiat du corps. Pour les températures supérieures, on utilise 2 thermocouples étalonnés en platine-platine rhodié.

Les courbes force temps enregistrées directement par la machine de traction sont dépouillées en utilisant une table de valeurs donnant le cisaillement et la contrainte résolue tous les 1 % de déformation. Cette table obtenue à la calculatrice électronique traduit, dans le cas particulier de nos expériences où l'axe de rotation des plans est perpendiculaire à l'axe de traction, les formules classiques donnant :

la contrainte résolue

$$\tau = \frac{F}{A_0} \cdot \sin \chi_0 \cdot \cos \lambda$$

et le cisaillement résolu (figure 13)

$$\gamma = \frac{\sin (\lambda_0 - \lambda)}{\sin \chi_0 \sin \lambda}$$

Microdéformation

Nous avons utilisé des jauges de contraintes collées directement sur le corps de l'éprouvette pour détecter la microdéformation. Les jauges compensées en température et protégées des influences extérieures par une cage de Faraday permettent de détecter des allongements relatifs inférieurs à 10^{-6} .

Afin de réduire quelque peu l'incertitude due à l'hétérogénéité du glissement dans le domaine des faibles allongements, nous avons choisi des jauges très longues (50 mm).

I. 4 - TECHNIQUES D'OBSERVATIONS MICROGRAPHIQUES

Les lignes de glissements ont été observées au microscope optique avec le contraste de Nomarski (1) et au microscope électronique par la technique des répliques au carbone.

Le contraste de Nomarski permet de révéler des dénivellations de quelques angströms, mais par contre dans le plan d'observation sa résolution est limitée à $\frac{\lambda}{2} \simeq 2.500 \text{ \AA}$. Au contraire, le microscope électronique donne une résolution voisine de $10 \text{ \AA}$ dans le plan d'observation, mais ne permet pas de distinguer des dénivellations plus faibles qu'une vingtaine d'angströms. D'autre part, le contraste de Nomarski fonctionne pour des grossissements faibles (inférieurs à 500), tandis que le microscope électronique permet des grossissements beaucoup plus importants (2000 à 50.000). Les deux systèmes présentent donc des possibilités complémentaires et suivant le cas, nous avons choisi l'un ou l'autre.

Répliques au carbone

La surface de l'échantillon est d'abord nettoyée au tétrachlorure de carbone. Puis, on vaporise une couche mince de carbone qui "moule" le relief. Cette pellicule de carbone est consolidée par une colle fluide (solution de Rhovinal dans le chloroforme), une fois sec l'ensemble est décollé puis trempé dans une solution de billes de latex de 0,017 mm de diamètre.

La réplique est alors plaquée sur une lame de verre et l'on vaporise sous un angle de 15° une très fine couche de platine canalisée par un collimateur légèrement conique. Un obturateur amovible permet de limiter le rayonnement sur la réplique. Ainsi ombrées, les répliques sont lavées pendant une heure sur un tergal imbibé de chloroforme et observées au microscope électronique sous 60 kV.

Lorsque l'ombre d'une bille coupe une ligne de glissement, sa longueur varie et l'on peut en déduire la hauteur de la dénivellation correspondante suivant la technique classique (figure 14) (2).

LAMES MINCES

Des lames de 5/10e de mm d'épaisseur sont découpées par électroérosion dans le corps des éprouvettes. Nettoyées et planées au papier 600 jusqu'à 3/10e de mm d'épaisseur, elles sont alors amincies chimiquement jusqu'à 5/100e de mm dans le bain ci-dessous chauffé vers 70°C .

64 cc	H ₂ O
32 g	Cr O ₃
14 cc	SO ₄ H ₂
210 cc	PO ₄ H ₃

Enfin l'amincissement final est effectué par polissage électrolytique sous une tension de 40 volts.

II - LE GLISSEMENT DANS LES METAUX HEXAGONAUX

II.1 - MODES DE GLISSEMENT ET DISLOCATIONS DANS LES METAUX HEXAGONAUX

II.1.1. - Les différents modes de glissement observés dans les métaux hexagonaux

On rencontre essentiellement quatre modes de glissement dans les métaux hexagonaux :

- le glissement basal $(0001) \langle 11\bar{2}0 \rangle$ figure 15
- le glissement prismatique $\{10\bar{1}0\} \langle 11\bar{2}0 \rangle$ figure 16
- le glissement pyramidal de première espèce $\{10\bar{1}1\} \langle 11\bar{2}0 \rangle$ figure 17
- le glissement pyramidal de deuxième espèce $\{11\bar{2}2\} \langle 11\bar{2}3 \rangle$ figure 18

Les trois premiers, qui sont les modes les plus fréquemment observés, correspondent tous à une déformation suivant une direction parallèle au plan de base. Seul le quatrième (le glissement pyramidal de deuxième espèce), possède une composante de glissement dans la direction perpendiculaire à ce plan.

L'étude expérimentale de la déformation plastique des métaux hexagonaux n'est en fait pas très avancée, et ces divers modes de glissement n'ont pas été observés dans tous les métaux hexagonaux.

Récemment, Dorn et Mitchell (3) ont résumé de façon exhaustive les glissements observés dans les monocristaux, les polycristaux, et les lames minces des métaux hexagonaux purs et des alliages en phase hexagonale. Nous ne rappelons ici (tableau I), que les modes observés macroscopiquement sur des monocristaux ou des échantillons à gros grains de métaux purs.

Les caractéristiques mécaniques de l'écoulement suivant ces divers modes de glissement, et leur facilité relative sont très variables d'un métal à l'autre. Cependant, il existe en général un mode dit principal, beaucoup plus facile à déclencher que les autres. Pour certains métaux (cadmium, zinc, magnésium, béryllium...), ce mode principal est le glissement basal. Pour d'autres (titane, zirconium...), c'est le glissement prismatique.

Dans les métaux purs, le glissement suivant le mode principal est toujours très peu activé thermiquement, et ses paramètres d'écoulement sont souvent bien connus dans un très large domaine de température. Au contraire, les autres modes, dits modes secondaires, sont en général des modes très fortement activés, et sur les monocristaux, on ne les observe souvent qu'à haute température. En particulier le glissement pyramidal de deuxième espèce est toujours un mode très difficile à déclencher, et en dehors des observations qui relatent son existence sous de très fortes contraintes dans quelques métaux hexagonaux, on ignore presque tout de ses caractéristiques mécaniques, aussi nous n'en parlerons que très peu dans tout ce qui suit.

II. 1. 2 - DISLOCATIONS PARFAITES ET MODES DE GLISSEMENT

Ces vingt dernières années, de nombreuses expériences ont prouvé que chaque ligne de glissement correspond au cisaillement du cristal par un ensemble de dislocations de même type dont le vecteur de Burgers est parallèle à la direction du glissement macroscopique. Connaissant les différents vecteurs de Burgers des dislocations énergétiquement stables dans une structure donnée, il est donc possible de prédire les directions de glissement. Pour la structure hexagonale compacte, Frank et Nicholas (4) ont montré que les seules dislocations parfaites stables sont celles de vecteurs de Burgers $\vec{a}$, $\vec{c}$ et $\vec{c} + \vec{a}$. Bien que la microscopie électronique ait confirmé l'existence exclusive de ces trois types de dislocations, il semble que l'on n'ait jamais observé de glissement suivant la direction $\vec{c}$.

Par contre, la prédiction théorique des plans de glissements macroscopique est beaucoup plus difficile. En effet, en principe, tous les plans en zone avec la direction du vecteur de Burgers d'un type de dislocation vis parfaite sont des plans de glissement possibles. Mais expérimentalement, on observe que les dislocations de vecteur de Burgers $\vec{a}$ ne glissent effectivement que sur le plan de base, les plans prismatiques et les plans pyramidaux de première espèce, et que les dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c} + \vec{a}$ ne cisailent que les plans pyramidaux de seconde espèce.

Dans tous les cas, ces plans sur lesquels le glissement se produit effectivement sont des plans de bas indices cristallographiques. Deux théories très différentes ont été proposées pour expliquer ce fait. Certains pensent que le glissement ne s'observe que sur les plans de bas indices, parce que ces plans plus espacés que les autres correspondent à une force de Peierls Nabarro plus faible. D'autres pensent que ces plans de bas indices sont des plans de faute de basse énergie sur lesquels les dislocations se dissocient.

On a souvent suggéré que ces idées maîtresses pouvaient aussi expliquer la facilité relative des modes observés, mais comme nous allons le voir au paragraphe suivant, ces suggestions ne sont pas pleinement satisfaisantes.

II. 2 - FACILITE RELATIVE DES DIVERS MODES DE GLISSEMENT DES METAUX HEXAGONAUX

II. 2. 1 - Force de Peierls Nabarro et facilité relative des divers modes

Peierls (5) a suggéré que le réseau cristallin exerçait sur les dislocations en mouvement une force s'opposant à leur déplacement.

Si l'on conçoit bien qu'une telle force existe nécessairement, il est par contre très difficile d'en fixer la valeur. En effet, les connaissances actuelles sur les liaisons atomiques ne sont pas encore suffisantes pour mener à bien un calcul précis. Néanmoins, des estimations théoriques de cette force ont été proposées par plusieurs physiciens. Nabarro le premier (6) a proposé un modèle pour la calculer. Selon ce modèle, cette force dépendrait étroitement de l'espacement atomique, et son expression serait :

$$\tau_p^o \neq \frac{2\mu}{1-\nu} \exp - \frac{2\pi d}{b(1-\nu)}$$

- μ : module de cisaillement
- ν : coefficient de Poisson
- d : distance entre les plans de glissement
- b : vecteur de Burgers des dislocations mobiles

Dans la structure hexagonale compacte, la notion d'espacement des plans est plus complexe que dans les réseaux cubiques. Suivant la notation de Miller à trois indices, cette distance est donnée par la formule :

$$\frac{1}{d^2} = \frac{4}{3} \frac{h^2 + hk + k^2}{a^2} + \frac{l^2}{c^2} \quad (1)$$

Les plans perpendiculaires à l'axe C sont équidistants et ne posent pas de problème. Par contre, l'espacement des autres plans n'est en général pas constant et l'on considère habituellement deux plans proches comme un seul plan rugueux (figure 19). Le tableau II permet de comparer les distances entre ces plans rugueux à celles données par la formule (1).

plans	indices	distance	distance entre plans rugueux	$\frac{c}{a}$ idéal : 1,633
Basal	(0001)	$H = \frac{c}{2}$	non rugueux	$H = h = 0,816 a$
Prismatique	(10 $\bar{1}$ 0)	$H = \frac{a\sqrt{3}}{2}$	$h = \frac{a\sqrt{3}}{2\sqrt{1 + \frac{a^2}{3c^2}}}$	$h = 0,816 a$
Pyramidal de 1re espèce	(10 $\bar{1}$ 1)	$H = \frac{ac\sqrt{3}}{\sqrt{4c^2 + 3a^2}}$	$h_1 = \frac{a\sqrt{3}}{2\sqrt{1 + \frac{a^2}{3c^2}}}$	$h_1 = 0,816 a$
			$h_2 = \frac{3c}{2\sqrt{3\frac{c^2}{a^2} + 4}}$	$h_2 = 0,707 a$
Pyramidal de 2e espèce	(11 $\bar{2}$ 2)	$H = \frac{c}{2\sqrt{1 + \frac{c^2}{a^2}}}$	non rugueux	$H = h = 0,426 a$

Tableau II

Cette notion de distance entre plans rugueux indique que la force de Peierls Nabarro est plus élevée ou plus basse sur le plan de base que sur le plan prismatique, suivant que le rapport $\frac{c}{a}$ des paramètres cristallins est supérieur ou inférieur à $\sqrt{3}$.

On a souvent supposé que la force de Peierls Nabarro fixait le choix du plan de glissement et que l'on pouvait tirer de l'observation précédente une règle générale prévoyant que la facilité relative du glissement basal et du glissement prismatique serait liée au rapport $\frac{c}{a}$. En fait, le cadmium $\frac{c}{a} = 1,89$, le zinc $\frac{c}{a} = 1,86$, le titane $\frac{c}{a} = 1,59$, le zirconium $\frac{c}{a} = 1,59$, le hafnium $\frac{c}{a} = 1,58$ et l'yttrium $\frac{c}{a} = 1,57$ vérifient bien cette règle. Mais le magnésium et le cobalt de même rapport $\frac{c}{a} = 1,623$, légèrement plus faible que le rapport théorique de compacité idéale ($\frac{c}{a} = \sqrt{\frac{8}{3}} = 1,633$) glissent plus facilement sur le plan de base que sur le plan prismatique contrairement à cette prédiction.

On élimine souvent cette première contradiction en considérant que la rugosité des plans prismatiques modifie, quelque peu le simple critère de l'espacement des plans, et que malgré le rapport des distances, la force de Peierls reste encore bien plus forte sur les plans prismatiques que sur le plan de base.

Une difficulté plus sérieuse surgit pour le rhénium $\frac{c}{a} = 1,615$ qui glisse presque aussi facilement sur ces deux types de plans. En effet, il est difficile d'admettre que la très faible variation

du rapport $\frac{c}{a}$ lorsque l'on passe du magnésium $\frac{c}{a} = 1,623$ au rhénium $\frac{c}{a} = 1,615$ modifie suffisamment la force de Pierls Nabarro pour abaisser le rapport des contraintes d'écoulement sur le plan prismatique et sur le plan de base de près de deux ordres de grandeur. Enfin, le béryllium, qui possède le plus petit rapport $\frac{c}{a}$ de tous les métaux hexagonaux : $\frac{c}{a} = 1,567$ et qui glisse beaucoup plus facilement en basal qu'en prismatique fait complètement exception à cette règle.

On peut également remarquer que si l'on suppose que la force de Peierls Nabarro dépend très fortement de l'espacement des plans, ce qui est nécessaire pour rendre compte des ordres de grandeur observés, il devient impossible de justifier l'existence du glissement pyramidal de première et de deuxième espèce.

Ainsi, l'hypothèse de la force de Peierls Nabarro qui permet d'exclure le glissement sur les plans d'indices élevés ne peut plus être appliquée pour justifier la facilité relative du glissement sur les plans de bas indices.

II. 2. 2 - Anisotropie élastique et facilité relative du glissement

La théorie élastique prévoit que la direction et le plan de glissement d'une dislocation sont déterminés par le critère du minimum d'énergie. Selon Foreman (7) si l'on tient compte de l'anisotropie, l'énergie élastique par unité de longueur d'une dislocation droite dans un cristal est donnée par la formule

$$E = \frac{K b^2}{4 \pi} \log \frac{R}{r_0}$$

R : rayon d'action du champ de contrainte

r_0 : rayon de cœur de la dislocation

b : vecteur de Burgers

K : fonction des constantes élastiques

Chou (8) et Foreman ont exprimé K, en fonction des constantes élastiques pour les différents types de dislocations de la structure hexagonale compacte. D'autre part Eshelby (9) a défini la largeur d'une dislocation par la quantité.

$$\mathcal{F} = \frac{1}{2} K S'_{66} d$$

où "S'66" est la compliance élastique S_{66} transformée dans le système d'axes de la dislocation et "d" l'espacement des plans cristallographiques. Il a suggéré que le rapport $\mathcal{F}/b$ représentait une mesure de la facilité de glissement des dislocations.

Roy (10) a développé cette suggestion d'Eshelby, et a montré qu'il existait une corrélation entre les plans de glissement observés et les plans sur lesquels les dislocations ont une énergie minimale pour la plupart des métaux hexagonaux y compris le béryllium.

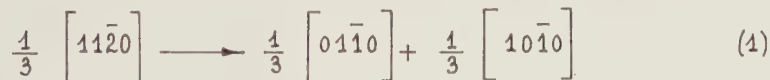
Yoo et Wei (11) ont effectué le même type de calcul et ont retrouvé des résultats en bon accord avec ceux de Roy sauf pour le béryllium. Le désaccord provient du fait que Roy a utilisé des constantes élastiques erronées, tandis que Yoo et Wei ont employé des valeurs plus récentes et plus sûres. Ils ont de plus montré que ce modèle anisotrope ne permettait pas de rendre compte de la présence du glissement pyramidal de deuxième espèce.

Remarquons que le fait que la dislocation soit plus large dans une direction donnée n'est pas vraiment un critère de facilité du glissement, mais seulement une indication sur l'aptitude au glissement suivant cette direction. Pour que le rapport fixe la facilité relative du glissement il faudrait qu'il contrôle la résistance du réseau au déplacement des dislocations. Cette dernière hypothèse qui a été faite implicitement par les auteurs précédents, n'est en fait pas très différente de celle de la force de Pierls Nabarro. Mais la "force élastique du réseau" varie beaucoup moins avec l'espacement des plans que celle de Peierls.

II. 2. 3 - Dissociation des dislocations et facilité relative des divers modes

Le glissement pyramidal de deuxième espèce n'étant pas observé dans le béryllium, et très mal connu dans les autres métaux hexagonaux, nous n'envisagerons pas les dissociations proposées pour les dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c} + \vec{a}$, (12) et ne considérerons que celles relatives aux dislocations $\vec{a}$.

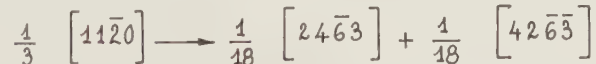
Les calculs d'énergie élastique prévoient que les dislocations peuvent se dissocier si la force de répulsion entre les deux imparfaités est suffisante, et si l'énergie du ruban de faute qui les sépare n'est pas trop élevée. Ainsi, la dissociation des dislocations $\vec{a}$ en deux dislocations de Schockley suivant la réaction ci-dessous, a été prévue depuis longtemps.



La microscopie électronique a permis de mettre en évidence cette dissociation sur le plan de base de quelques alliages d'énergie de faute particulièrement basse (ex. Co-Ni (13), Cu-Ga (14).)

On a par ailleurs vu de larges fautes d'empilement sur le plan de base de nombreux métaux hexagonaux purs (Cd (15), Zn (16), Co (17), Mg (18), Ti (19), Zr (20), Be (21)). Bien que ces fautes soient bordées par des dislocations de Frank, et non par des dislocations de Schockley, on pense que leur présence indique que l'énergie de faute sur le plan de base n'est pas prohibitive et que la dissociation des dislocations $\vec{a}$ suivant la réaction (1) existe dans tous les métaux hexagonaux.

On a parfois supposé (12) (22) que les dislocations $\vec{a}$ pouvaient aussi se dissocier sur les plans prismatiques $\{10\bar{1}0\}$ suivant la réaction



Cette dissociation semble cependant peu probable, et il est plus souvent admis que les dislocations $\vec{a}$ ne sont dissociées que sur le plan de base. Comme il est géométriquement évident que les dislocations dissociées ne glissent que sur leur plan de dissociation, et que leur propagation y est plus facile que celle des dislocations parfaites, l'hypothèse de la dissociation sur le plan de base ne justifie que les cas où le glissement basal est le mode principal.

En résumé, ni la force de Pierls, ni la force élastique, ni les dissociations sur le plan de base, ne permettent de rendre compte de la facilité relative des divers modes observés. Il semble d'ailleurs peu probable que la facilité relative des modes observés s'explique de façon aussi simple et générale. En effet, dans le métal, de nombreux obstacles de répartition et de résistance variée s'opposent au déplacement des dislocations, et comme le franchissement de ces obstacles dépend souvent de la géométrie du problème, il est clair que le glissement sur des plans de type différent n'est pas forcément contrôlé par le même mécanisme.

III - LIMITE ELASTIQUE ET FRANCHISSEMENT DES OBSTACLES DU RESEAU

III.1 - LIMITE ELASTIQUE MICROSCOPIQUE ET LIMITE ELASTIQUE MACROSCOPIQUE

III.1.1 - Signification physique de la limite élastique

Lorsque l'on applique une très faible charge sur un cristal, celui-ci se déforme, car on étire (ou comprime), les liaisons atomiques, et l'on courbe les dislocations entre leurs points d'ancrage. Cette déformation est entièrement réversible à l'approximation près des effets anélastiques. L'allongement élastique produit est toujours très faible, de l'ordre de 10^{-6} , à quelques 10^{-5} , et il disparaît complètement si l'on relâche la contrainte appliquée.

Lorsque l'on augmente progressivement la charge, on reste dans le domaine élastique tant que la contrainte n'atteint pas une certaine valeur critique dite limite élastique vraie, pour laquelle les dislocations commencent à franchir irréversiblement les obstacles les moins résistants. Si l'on supprime alors la charge, le cristal conserve un allongement plastique résiduel.

A partir de ce niveau, au fur et à mesure que l'on élève la contrainte, les dislocations franchissent des obstacles de plus en plus résistants et commencent à se multiplier : c'est le domaine de la microdéformation. Les phénomènes sont localisés, et l'allongement plastique résiduel, quoique de plus en plus important, reste comparable à l'allongement élastique.

Si l'on élève encore la contrainte, on étend la déformation à tout le cristal, le libre parcours moyen des dislocations devient suffisant pour produire des cisaillements macroscopiques, disons de l'ordre de 10^{-3} pour fixer les idées : c'est le domaine de la limite élastique macroscopique.

Dès lors, un très petit supplément de charge suffit pour produire un supplément de déformation plastique important, l'écoulement est alors régi par les mécanismes de consolidation.

En conclusion, on peut dire que la limite élastique vraie est une véritable limite qui possède un sens physique bien précis, tandis que la limite élastique macroscopique n'est qu'une transition entre les très faibles et les fortes déformations plastiques, ce n'est pas une véritable limite physique, mais une notion commode.

Remarquons que dans un essai mécanique, on n'élève pas à proprement parler la charge, mais on impose une vitesse de déformation. C'est donc le cristal qui fixe lui-même le niveau de la charge nécessaire pour conserver cette vitesse constante. Mais en dehors de l'aspect cinétique, il est évident que la description des phénomènes est identique.

III. 1. 2 - Détermination expérimentale des limites élastiques

La détermination expérimentale précise des limites élastiques est toujours un problème très délicat. En effet, d'une part la limite élastique vraie qui est le moment où la première dislocation franchit le premier obstacle correspond à un cisaillement beaucoup trop faible pour être décelé, et d'autre part la limite élastique macroscopique qui est une zone de transition ne peut être fixée avec précision. On est donc obligé de fixer des limites conventionnelles plus faciles à déterminer.

Ainsi, on définit habituellement la microlimite élastique comme la contrainte qui correspond à un cisaillement plastique de 10^{-6} . Et on définit la limite élastique macroscopique comme le point de concours de l'extrapolation de la pente élastique avec celle du début de l'écoulement plastique (figure 20). Lorsque cette extrapolation est trop peu précise, on adopte une limite élastique conventionnelle qui correspond le plus souvent à un allongement de 0,2 %.

Remarquons que le montage et la machine de traction se déforment élastiquement pendant l'essai, la vitesse de déformation de l'échantillon n'est donc pas rigoureusement constante, et par conséquent, des problèmes de correction se posent si l'on désire des valeurs précises.

III. 1. 3 - Intérêt de la microdéformation

Lorsque les mécanismes qui contrôlent l'écoulement dans le stade de la microdéformation sont identiques à ceux qui le contrôlent dans le domaine macroscopique, la détermination précise de la microlimite élastique et de la microdéformation, ne présentent qu'un intérêt très restreint.

Au contraire, et ce cas est fréquent, lorsque les phénomènes sont différents, l'étude de la microdéformation apporte des informations précieuses pour la compréhension des mécanismes qui engendrent le glissement. Afin de mieux faire sentir l'intérêt de la microdéformation, rappelons par exemple le cas du fer, pour lequel le domaine de la microdéformation correspond au déplacement des dislocations coin et au blocage des parties vis, tandis que celui de l'écoulement macroscopique correspond au déblocage des parties vis et à la multiplication des dislocations.

III. 2 - ACTIVATION THERMIQUE DU GLISSEMENT

III. 2. 1 - Obstacles à grande et à courte distance

Les dislocations qui traversent le cristal rencontrent différents obstacles qu'il leur faut franchir. Afin d'analyser l'influence de la température sur la contrainte d'écoulement, il est commode de classer ces obstacles du réseau, en obstacles à grande et à courte distance suivant que leur franchissement peut être activé ou non. Les premiers sont principalement constitués par les interactions élastiques entre dislocations ; leur rayon d'action peut atteindre plusieurs milliers de distances interatomiques. Les seconds sont au contraire très localisés (quelques distances atomiques), et leur origine est très diverse. Ce sont par exemple les impuretés. Mais d'une façon plus générale, on étend cette notion d'obstacles à courte distance à toutes les barrières locales d'énergie qui entravent le déplacement des dislocations dans ou hors de leur plan de glissement.

Ainsi, la formation des crans, leur déplacement, la montée, le glissement dévié... sont des mécanismes pouvant être activés thermiquement.

Au zéro absolu, aucune aide thermique n'est possible, la contrainte d'écoulement $\bar{\sigma}_0$ est donc la somme de la contrainte $\bar{\sigma}_\mu$ pour franchir les obstacles à grande distance et du supplément de contrainte $\bar{\sigma}_0^*$ nécessaire pour surmonter les obstacles locaux (figure 21).

Au fur et à mesure que l'on élève la température, l'agitation thermique aide de plus en plus efficacement les dislocations à franchir les obstacles locaux, diminue, et par suite la contrainte d'écoulement baisse. Elle continue ainsi de diminuer tant que l'on n'a pas atteint une température critique T_c pour laquelle l'activation thermique est suffisante pour vaincre seule les obstacles locaux.

Au-dessus de cette température, les seuls obstacles qui s'opposent effectivement au déplacement des dislocations sont les obstacles à grande distance.

III. 2. 2 - Equation de l'activation thermique

On applique généralement la théorie de la vitesse absolue de réaction au franchissement des obstacles par la dislocation. Cependant, l'application de cette théorie aux dislocations pose quelques difficultés de principe (23), et parfois même le traitement thermodynamique n'est pas très rigoureux.

D'une façon générale, l'obstacle représente une barrière d'énergie libre ΔG pour la configuration atomique du proche voisinage de la dislocation.

Dans la mesure où l'on peut appliquer la statistique de Boltzman aux dislocations, la probabilité de franchissement de cet obstacle est proportionnelle à $\exp - \Delta G/KT$.

Par définition, on appelle volume d'activation la quantité $\mathcal{V} = \frac{\partial \Delta G}{\partial \sigma}$

En tant que volume $\mathcal{V}$ n'a guère de signification physique. Mais si l'on appelle σ^* la contrainte localement appliquée à la dislocation, le produit $\mathcal{V} \sigma^*$ représente le travail de cette contrainte durant le processus d'activation. Li (24) a fait remarquer qu'il serait plus logique de réserver le terme volume d'activation à la quantité $\frac{\partial \Delta G}{\partial p}$ qui traduit l'influence de la pression sur l'énergie d'activation. Il propose de remplacer $\mathcal{V} \sigma^*$ par $A \times (\sigma^* b)$ et d'appeler A aire d'activation.

Pour une distribution uniforme d'obstacles de même résistance franchie par une famille de dislocations identiques, la vitesse de déformation est donnée par une équation du type

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp - \frac{\Delta G}{KT}$$

Le facteur préexponentiel $\dot{\epsilon}_0$ est le produit de 3 termes :

- la densité d'obstacles sur lesquels les dislocations sont en butée
- la fréquence des tentatives de saut
- le cisaillement produit par chaque saut réussi.

Shoock a montré (25) que l'énergie d'activation du processus est donnée par :

$$\Delta G = \frac{\frac{\partial \mu}{\partial T} \times \frac{\sigma_0}{\mu} - \left(\frac{\partial \sigma_a}{\partial T} \right) \dot{\epsilon}}{1 - \frac{T}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial T}} \mathcal{V} T$$

et le "volume d'activation" par

$$\mathcal{V} = KT \left(\frac{\partial \log \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}}{\partial \sigma_a} \right)_T$$

où σ_a désigne la contrainte appliquée
 K la constante de Boltzman
 μ le module élastique de cisaillement
 T la température absolue

III. 2. 3 - Notion de mécanisme de contrôle

Les dislocations franchissent les obstacles soit en les coupant, soit en les contournant. Dans le passage direct, tout le segment de dislocation ancré entre deux obstacles participe, par l'intermédiaire de la tension de ligne au franchissement de ces deux obstacles. La résistance réelle des obstacles dépend donc non seulement de leur solidité propre, mais encore de leur répartition.

Ainsi, des obstacles très solides mais très dispersés peuvent être beaucoup moins efficaces que des obstacles plus légers mais beaucoup plus rapprochés. Dans la mesure où il existe un type d'obstacle prépondérant et assez uniformément réparti, on peut dire que le glissement est principalement contrôlé par un mécanisme thermiquement activé et que la vitesse de déformation suit une loi du type

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp - \frac{\Delta G}{K T} \quad (3)$$

Mais, dans la majorité des cas, la résistance et la répartition des obstacles est très hétérogène, et l'équation (3) perd sa signification physique pour ne devenir qu'une description phénoménologique commode.

Ceci est peut-être encore plus clair si l'on raisonne en temps. Chaque seconde, il y a $\dot{\epsilon} \exp - \frac{\Delta G}{K T}$ sauts réussis. On peut donc considérer que le franchissement d'un obstacle de type i nécessite le temps $dt_i = \frac{1}{\dot{\epsilon} \exp - \frac{\Delta G_i}{K T}}$

Il est alors évident que la traversée d'un réseau comportant n types d'obstacles de densité ρ ne sera principalement contrôlée par le franchissement du seul type i de ces obstacles que dans la mesure où l'inégalité ci-dessus est vérifiée.

$$\rho_i dt_i \ll \text{pour } i \neq j \sum_{j=1}^n \rho_j dt_j$$

Comme dans les cristaux réels, il y a toujours plusieurs types d'obstacles dont le franchissement peut être thermiquement activé (Force de Peierls Nabarro, impuretés, intersection des dislocations et des boucles de faute, glissement dévié, montée...), on peut être très réservé sur la validité des discussions basées sur les mesures d'énergie et de volume d'activation.

IV - GLISSEMENT BASAL

IV.1 - PRINCIPAUX MECANISMES PROPOSES POUR LE CONTROLE DU GLISSEMENT BASAL

IV.1.1 - Mécanismes non activés

Dans le domaine athermique, il est très généralement admis que la limite élastique est fixée par le franchissement des maxima du champ de contraintes internes et des arbres attractifs. Différentes théories ont été proposées pour rendre compte de la consolidation.

Seeger (26) attribue un rôle prépondérant aux interactions entre les dislocations de glissement et considère que la consolidation résulte de l'augmentation du nombre des dislocations parallèles au plan de glissement.

Hirsh et Lally (27) ont proposé un modèle un peu différent qui suppose que la plupart des dislocations vis s'annihilent durant la déformation, et que la contrainte d'écoulement est la contrainte nécessaire pour qu'un groupe de dislocations coins passe au-dessus d'un autre, de signe opposé, situé sur un plan parallèle.

Le modèle de Seeger semble s'appliquer aux métaux dans lesquels les dislocations sont émises graduellement au cours de la déformation, comme par exemple les alliages Ni-Co (28).

Celui de Hirsh et Lally est par contre mieux adapté aux métaux où les dislocations sont émises par paquets comme le magnésium (29).

IV.1.2 - Mécanismes activés thermiquement : modèles de la Forêt

A basse température, la partie thermiquement activable de la contrainte d'écoulement est fixée par le franchissement des obstacles locaux. Dans un métal pur, les obstacles locaux les plus évidents sont les dislocations qui percent le plan de glissement (arbres de la forêt). S'appuyant sur cette idée, Seeger (30) a proposé un modèle très simple qui suppose que le glissement est contrôlé par le franchissement d'une distribution uniforme et fixe d'arbres n'interagissant pas avec les dislocations mobiles. Dans ce mécanisme, l'énergie de barrière est celle de formation des crans. Ce modèle prévoit une décroissance linéaire de la limite élastique avec la température depuis le zéro absolu jusqu'à la température critique T_c et une consolidation sensiblement indépendante de la température. Ce que résument les formules suivantes :

$$\frac{\sigma}{\mu} \neq \begin{cases} \frac{\sigma_i}{\mu_i} + \left(\frac{\sigma_M - \sigma_i}{\mu} \right) \left(1 - \frac{T}{T_c} \right) & \text{pour } T < T_c \\ \frac{\sigma_i}{\mu} & \text{pour } T \geq T_c \end{cases}$$

Friedel (31) a fait remarquer que les arbres de la forêt ne sont pas uniformément répartis, et que par conséquent, la distance entre les arbres sur lesquels les dislocations sont poussées, varie en fonction de la contrainte locale.

Compte tenu de ce point, la contrainte nécessaire pour franchir la forêt décroît avec la température de façon hyperbolique suivant la loi

$$\frac{\sigma}{\mu} \neq \begin{cases} \frac{\sigma_i}{\mu_i} + \left(\frac{\sigma_M - \sigma_i}{\mu} \right) \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{3/2} & \text{pour } T < T_c \\ \frac{\sigma_i}{\mu} & \text{pour } T \geq T_c \end{cases}$$

Bien que ces modèles prévoient assez correctement la variation de la limite élastique avec la température, leur validité semble douteuse. En effet, l'observation des lames minces, en microscopie électronique, révèle que les arbres de la forêt sont dans une très large majorité des dislocations de vecteur de Burgers $\vec{a}$ et que par conséquent, ils interagissent avec les dislocations mobiles qui ont aussi leur vecteur de Burgers suivant une des trois directions $\vec{a} < 11\bar{2}0 >$

Pour tenir compte de ces interactions, Basinski a proposé d'introduire une courbe force distance liée à chaque arbre. Son modèle (32), plus raffiné que celui de Seeger, suppose que les dislocations sont dissociées sur le plan de base et que l'énergie de barrière est la somme de l'énergie de pincement et de l'énergie de formation des crans.

Conrad (33) a conclu que ses expériences sur le glissement basal du magnésium vérifiaient bien ce modèle de Basinski. Il faut cependant remarquer que Conrad trouve expérimentalement que la partie thermique de la contrainte σ^* reste constante tout au long de la déformation. Ceci signifie que la densité d'arbres n'augmente pas au cours de la déformation. Et, c'est précisément ce que Sharp et Makin (34) ont observé aussi bien à l'ambiante qu'à l'azote liquide.

Dans ces conditions, et quel que soit le degré de raffinement des hypothèses, le modèle de la forêt prévoit que la consolidation doit être faible, et sensiblement constante quand la température varie.

Comme tous les résultats expérimentaux publiés sur le glissement basal des métaux hexagonaux, y compris le magnésium, prouvent que la consolidation varie au contraire beaucoup avec la température. Il semble donc que le modèle de la forêt n'explique pas correctement le comportement observé pour le glissement basal.

Très peu d'autres modèles ont été proposés pour rendre compte de l'écoulement macroscopique en glissement basal facile. On a toutefois souvent suggéré que le traînage des crans sur les dislocations vis pourrait être un facteur important pour fixer le niveau de la contrainte.

Aucun modèle ne semble avoir été proposé dans le cas où le glissement basal est un mode secondaire de déformation.

IV.2 - RESUME DES INFORMATIONS PUBLIEES SUR LE GLISSEMENT DES MONOCRISTAUX DE BERYLLIUM

Tuer et Kaufman (35) ont mesuré la limite élastique macroscopique pour le glissement basal et le glissement prismatique de monocristaux de béryllium très impurs (99,0 %) (figure 22). Leurs résultats établissent clairement l'existence du glissement basal et du glissement prismatique et montrent que le glissement basal est le mode principal de déformation.

Greetham et Martin (36) ont retrouvé ces résultats sur des monocristaux plus purs, et Moore (37) a observé du glissement pyramidal de première espèce sur du béryllium déformé à haute température.

Enfin, sur du béryllium particulièrement propre, Levine (38) a montré que l'amélioration de la pureté abaissait fortement la limite élastique du glissement basal sans affecter notablement celle du glissement prismatique (figure 23).

Très curieusement, il semble que le glissement pyramidal de deuxième espèce n'existe pas dans le béryllium. En effet, Le Hazif et Dupouy (39) n'ont observé ni glissement pyramidal de deuxième espèce ni dislocations $\vec{c} + \vec{a}$ sur leurs échantillons de compression particulièrement bien orientés pour rechercher ce mode, malgré les très fortes charges appliquées (130 kg/mm² à 20°C). Ils ont par contre montré que dans ce cas, la déformation se produisait par montée pure des dislocations $\vec{c}$.

Toutes les micrographies optiques publiées indiquent que les lignes de glissement basal sont très droites et très longues, tandis que les lignes prismatiques présentent des parties déviées d'autant plus fréquentes que la température est élevée.

L'étude de la consolidation, l'influence de la vitesse de déformation et la recherche des mécanismes de contrôle semble ne pas avoir été faite de façon détaillée jusqu'à présent.

On possède par contre beaucoup plus d'informations sur les configurations de dislocations : Madame Antolin, MM. Poirier et Dupouy (40) ont observé sur des échantillons faiblement déformés à l'ambiante que le glissement basal produisait de nombreux dipoles et des gerbes d'orientation coin principalement, tandis que le glissement prismatique provoquait le glissement dévié des dislocations vis. Pour les écrouissages plus importants, la configuration caractéristique est la formation des cellules.

Damiano (41) a retrouvé ces mêmes aspects sur du béryllium de plus haute pureté.

IV.3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LE GLISSEMENT BASAL DU BERYLLIUM

IV.3.1 - Limite élastique

Micro et macro limite élastique

Suivant la pratique courante, nous avons extrapolé le début du premier stade de consolidation pour obtenir la limite élastique macroscopique. Cette limite macroscopique est bien sûr précédée d'un stade de microdéformation. Les mesures effectuées à la température ambiante montrent que la contrainte correspondant à un cisaillement plastique de 10^{-6} est environ la moitié de la limite élastique macroscopique et que la consolidation décroît régulièrement avec la déformation (figure 24).

Influence de la température sur la macrolimite élastique

La limite élastique macroscopique diminue quand la température augmente jusque vers -100°C, puis reste sensiblement constante au-dessus de cette température, aussi bien en traction (figure 25) qu'en compression (figure 26).

Les valeurs un peu plus faibles obtenues en compression sont dues au fait que le cristal dans lequel on a usiné ces échantillons était plus parfait que celui utilisé pour les éprouvettes de traction.

Ces résultats montrent que la température critique est très basse (-100°C) et qu'il n'y a pas d'anomalie de limite élastique entre -100°C et +300°C.

Influence de la vitesse de déformation

L'intérêt de notre étude étant centré sur le glissement prismatique, nous n'avons pas mesuré systématiquement l'influence de la vitesse. Toutefois, nous avons effectué quelques sauts de vitesse sur des échantillons déformés à l'ambiante et à l'azote liquide. A la température ambiante, la

contrainte d'écoulement est presque indépendante de la vitesse. A l'azote liquide au contraire, la vitesse influe beaucoup sur le niveau de la contrainte et le volume d'activation est de l'ordre de 200 b^3 .

IV.3.2 - Courbes résolues

Différents stades de consolidation

Nous n'avons observé qu'un seul stade de consolidation sur les éprouvettes de traction déformées jusqu'à la rupture. Par contre, sur les échantillons de compression, le 2e stade apparaît bien avant la rupture.

Dans le premier stade, la consolidation est très légèrement parabolique au début de la déformation, puis devient très sensiblement constante.

Influence de la température

Le réseau des courbes résolues des essais de traction est représenté figure 27 et celui de compression figure 28.

Pour rendre ces réseaux plus lisibles, nous avons éliminé la dispersion en multipliant la contrainte d'écoulement par le facteur qui ramène la valeur expérimentale de la limite élastique macroscopique sur la courbe moyenne tracée précédemment.

Sur ce réseau de courbes, nous avons mesuré la consolidation en fonction de la température (figure 29) d'une part pour le début de la déformation ($\gamma < 10 \%$), et d'autre part pour la partie plus linéaire du stade I ($\gamma > 10 \%$). Dans les deux cas, la consolidation diminue d'abord très rapidement jusque vers -80°C environ, puis décroît progressivement de façon moins sensible au-dessus de cette température.

Les courbes de compression ont été résolues en prenant pour longueur initiale la hauteur de la bande centrale (figure 30) et en conservant un facteur d'orientation constant. Même dans ces conditions, la consolidation reste plus forte qu'en traction. Nous pensons que cela est dû au fait que la valeur moyenne de la déformation n'est pas très représentative de la déformation réelle, car celle-ci est trop hétérogène.

IV.3.3 - Aspect micrographique

Dès le début de la déformation ($\gamma \simeq 1 \%$) les lignes de glissement sont rectilignes et traversent tout l'échantillon, aussi bien en traction qu'en compression. Au fur et à mesure que la déformation progresse, leur hauteur augmente beaucoup et leur densité très peu (figure 31).

Ceci montre que la déformation résulte du passage d'un grand nombre de dislocations provenant d'un petit nombre de sources ; c'est une conséquence du faible taux de consolidation. Cependant, l'efficacité des différentes sources n'est pas la même dans tout le cristal, car on constate que la hauteur des lignes de glissement, mesurée par la méthode des boules de latex, est très variable.

Quelle que soit la température, l'aspect est identique ; toutefois, il semble qu'à l'azote liquide, la densité des lignes de glissement soit un peu plus élevée qu'à l'ambiante.

Sur les échantillons de compression, la déformation se concentre dans une bande centrale qui acquiert très progressivement une forme en "S" (figure 32). A l'azote liquide, dans la zone où la courbure est maximale, on observe des fissures superposées.

IV.3.4 - Lames minces

Dès les faibles écrouissages, on observe de nombreux dipôles et des gerbes de dislocations d'orientation coin, dont le vecteur de Burgers correspond à la direction du glissement produit. Dans une étude antérieure, Madame Antolin, MM. Poirier et Dupouy avaient déjà reconnu ces configurations typiques à la température ambiante (figure 33) ; nous nous sommes contenté de vérifier que l'on retrouvait ces mêmes aspects sur les échantillons déformés à l'azote liquide.

Pour les écrouissages plus importants, une structure cellulaire composée d'écheveaux et de gerbes orientées dans la direction $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ séparant des régions de densité de dislocations plus faible se développe progressivement (figure 34).

IV.4 - INTERPRETATION ET DISCUSSION DES RESULTATS OBTENUS SUR LE GLISSEMENT BASAL DU BERYLLIUM

IV.4.1 - Comparaison avec les autres métaux hexagonaux

La contrainte d'écoulement et la consolidation en glissement basal des divers métaux hexagonaux peuvent être directement comparées entre elles. Physiquement, il est cependant plus intéressant de comparer ces caractéristiques mécaniques après les avoir divisées par le module élastique, car toutes les interactions entre les dislocations mobiles et les obstacles du réseau sont proportionnelles à ce paramètre.

La comparaison montre clairement que la limite élastique (figure 35) et la consolidation (figure 36) du béryllium déformé en glissement basal varient avec la température de la même façon que celles des autres métaux hexagonaux. En effet, on constate que la limite élastique toujours faible, décroît avec la température depuis le zéro absolu jusqu'à une température critique T_c , inférieure ou voisine de l'ambiante, puis reste sensiblement constante au-dessus de T_c . L'augmentation de la vitesse de déformation déplace cette courbe vers les hautes températures.

Pour tous les métaux hexagonaux, la courbe résolue, effort déformation du glissement basal est généralement en trois stades. Le premier, de loin le plus étendu, présente une consolidation faible linéaire ou légèrement parabolique qui reste sensiblement constante au cours de la déformation et varie avec la température de façon très caractéristique. Nous avons effectivement observé tous ces aspects sur le premier stade de consolidation du béryllium. Par contre, nous n'avons pas observé le deuxième et le troisième stades de consolidation à cause de la plasticité relativement faible de la qualité de béryllium utilisé. Mais ceux-ci ont été vus par Damiano sur du béryllion beaucoup plus pur.

De même, dans le béryllium et les autres métaux hexagonaux, les lignes de glissement sont longues, très droites, et relativement peu nombreuses. Leur densité reste sensiblement constante au cours de la déformation, et seule leur hauteur augmente notablement (42).

Enfin, les configurations de dislocations observées pour le glissement basal du béryllium sont aussi très semblables à celles observées dans les autres métaux hexagonaux.

On peut donc conclure que le glissement basal présente dans le béryllium toutes les caractéristiques du glissement basal facile des autres métaux hexagonaux.

IV.4.2 - Rôle des impuretés

Dans tous les métaux hexagonaux, l'amélioration de la pureté abaisse très sensiblement la limite élastique et la consolidation (figure 37). Le béryllium ne fait pas exception à cette loi et Levine (38) a montré que la pureté affectait beaucoup ses caractéristiques mécaniques. En particulier,

la limite élastique macroscopique décroît depuis 1.500 g/mm² pour le béryllium 99,5 jusque environ 100 g/mm² pour le béryllium purifié par de nombreuses passes de zones fondues.

Cependant la pureté ne modifie pas la variation de la limite élastique macroscopique et de la consolidation avec la température, il est donc probable que les mécanismes de contrôle du glissement basal facile sont identiques dans le métal pur et dans le métal impur.

D'après Seeger (30), l'influence de la pureté sur la limite élastique macroscopique proviendrait d'un effet secondaire : l'augmentation de la densité de dislocations. En effet, les impuretés retiennent les dislocations, non seulement lors de la croissance même du cristal, mais encore au cours des recuits. Ainsi, par exemple, Poirier et Dupouy ont montré qu'un même traitement thermique (1 h à 1100°) perfectionnait bien plus les cristaux de béryllium très purs que ceux de béryllium super raffiné utilisés dans les expériences présentes.

Bien que nos observations aillent dans le sens de la remarque de Seeger, actuellement, nous ne possédons pas encore assez d'informations pour conclure sur l'influence exacte des impuretés sur le glissement basal.

Nous pensons qu'il serait possible de tester cette influence en faisant diffuser des impuretés dans un échantillon de métal très pur préalablement recuit. On aurait ainsi un cristal riche en impuretés, mais contenant très peu de dislocations. La comparaison des caractéristiques mécaniques de cet échantillon avec celles d'un autre échantillon du même métal pur, ayant subi les mêmes traitements thermiques, permettrait de mesurer l'influence spécifique des impuretés.

Faute de béryllium suffisamment pur, nous n'avons malheureusement pas pu faire cette expérience.

IV.4.3 - Mécanisme de contrôle dans le domaine athermique

Dans le domaine athermique, la consolidation provient selon Seeger, des interactions à grandes distances entre les dislocations parallèles au plan de glissement. Suivant ce modèle, les dislocations se rassemblent par paquets dans le métal écroui.

C'est effectivement ce que l'on observe dans le béryllium comme dans les autres métaux hexagonaux, mais il faut remarquer que tous les rassemblements observés (gerbes et écheveaux), sont presque toujours d'orientation coin pure.

Pour expliquer cette absence de dislocation vis dans l'état écroui, Hirsch suppose que les dislocations vis de deux empilements voisins de signe opposé s'annihilent par glissement dévié (figure 38).

Une conséquence importante de cette hypothèse est que les gerbes de dislocations coins doivent contenir un nombre sensiblement égal de dislocations de signe opposé. Nous avons vérifié ce point sur le béryllium, en nous assurant sur les clichés de diffraction que le réseau n'est pas désorienté de part et d'autre d'une même gerbe.

Il semble donc qu'au moins qualitativement, nos observations sur le béryllium soient en bon accord avec le modèle de Hirsch. Pour formuler des conclusions quantitatives, un important travail expérimental serait encore nécessaire.

IV.4.4 - Mécanisme de contrôle dans le domaine activé

Si l'on exclut l'hypothèse des impuretés, on peut supposer que la contrainte d'écoulement en glissement basal du béryllium est fixée par le mécanisme de la forêt.

L'intérêt de notre étude étant centré sur le glissement prismatique, nous n'avons pas effectué toutes les expériences nécessaires pour trouver le mécanisme qui contrôle le glissement basal dans le domaine activé. Néanmoins, dans le domaine des basses températures, nos observations ne sont

pas compatibles avec le modèle de la forêt. En effet, la température critique obtenue (-100°C), est un peu trop basse pour correspondre à une énergie de formation des crans, et le volume d'activation à l'azote liquide (200 b^3) est beaucoup trop petit pour être en accord avec la densité d'arbres observés.

Enfin, comme nous l'avons fait remarquer précédemment (paragraphe IV.1.2), le modèle de la forêt prévoit une consolidation sensiblement indépendante de la température ce qui est loin d'être le cas. Seeger a suggéré que pour le zinc et le cadmium, la baisse importante de la consolidation quand la température s'élève pourrait être attribuée à la restauration qui dans ces métaux, se produit bien au-dessous de l'ambiante.

Il est clair que cette suggestion ne peut être retenue pour le béryllium, car la mobilité des lacunes en-dessous de -100°C n'est pas suffisante pour produire une restauration appréciable dans ce métal qui fond vers 1290°C .

Friedel (102) a suggéré que dans le béryllium et les autres métaux hexagonaux, la variation thermique à très basse température puisse être due à un blocage par impuretés, et que le croisement de la forêt soit responsable de la variation plus lente observée pour les températures un peu moins basses.

Nous pensons que dans une étude approfondie des mécanismes de contrôle du glissement basal, il serait intéressant d'une part de tester cette hypothèse, et d'autre part, de mesurer la densité et la taille des dipôles en fonction de la température et de la déformation, car les observations faites au microscope électronique suggèrent que ceux-ci ont un rôle important dans la consolidation. Il est même possible que les dipôles aient une contribution à la consolidation dans le domaine athermique (104).

IV.5 - CONCLUSION SUR LE GLISSEMENT BASAL DU BERYLLIUM

En conclusion, on peut dire que le glissement basal du béryllium est identique au glissement basal facile des autres métaux hexagonaux. En particulier, la limite élastique macroscopique reste sensiblement constante au-dessus de -100°C ,

Nous verrons que ce fait en apparence banal est très important pour la compréhension du glissement prismatique.

V - LE GLISSEMENT PRISMATIQUE DANS LES METAUX HEXAGONAUX

Nous allons maintenant aborder l'étude plus originale et plus intéressante du glissement prismatique.

Nous résumerons d'abord les informations publiées, et rappellerons les principaux mécanismes proposés pour le contrôle de ce mode de glissement.

Nous présenterons alors nos résultats expérimentaux et leur interprétation qualitative, puis nous développerons quantitativement le modèle proposé pour expliquer le comportement observé et vérifierons son accord avec les mesures effectuées.

V.I - RESUME DES INFORMATIONS PUBLIEES SUR LE GLISSEMENT PRISMATIQUE

Très peu de résultats expérimentaux sont publiés sur le glissement pyramidal de première espèce et le glissement prismatique des métaux hexagonaux, et l'on ne sait même pas si chacun de ces modes possède des caractéristiques communes dans les différents métaux hexagonaux.

Il faut déjà distinguer le cas où ces modes sont principaux, comme par exemple dans le titane et le zirconium; de celui où ils ne le sont pas.

Lorsque le glissement prismatique et le glissement pyramidal de première espèce sont des modes principaux, la déformation du métal pur s'apparente beaucoup au glissement basal facile. La contrainte d'écoulement est alors relativement basse et peu activée. C'est par exemple ce que l'on observe pour le titane et le zirconium très purs (45) (46). Mais pour ces métaux, l'augmentation de la teneur en oxygène et en azote élève considérablement le niveau de la contrainte d'écoulement et le mécanisme qui contrôle la déformation est alors très activé (47).

Nous ne développerons que très peu ce cas, et porterons plutôt notre intérêt sur celui où le glissement prismatique et le glissement pyramidal de première espèce sont des modes secondaires, comme par exemple dans le cadmium, le zinc, le magnésium et le béryllium.

Dans ce cas, on observe que le glissement est très activé thermiquement, et que le plus souvent ces deux modes sont présents simultanément. On dit alors, par commodité, que la déformation s'effectue en glissement "non basal".

Les observations publiées sur ce sujet sont malheureusement très rares, et souvent assez anciennes, aussi comme nous allons le voir, on ne sait en fait que très peu de choses sur ces modes de glissement.

Gilman a mesuré la limite élastique en glissement "non basal", au-dessus de 150°C pour le cadmium (48) et au-dessus de 280°C pour le zinc (49) (figure 39). A ces températures élevées, les traces de glissement qu'il a observées étaient si mal définies qu'il n'a pu savoir si elles corres-

pondaient au glissement prismatique ou au glissement pyramidal. Gilman signale d'autre part que ses courbes de traction ont une consolidation nulle, et qu'à plus basse température, le maclage qui se produit abondamment provoque la rupture prématurément.

La déformation du magnésium en glissement "non basal" est un peu mieux connue. En effet, plusieurs groupes d'expérimentateurs ont effectué des mesures sur le magnésium.

Reed Hill (50) d'une part, a mesuré la limite élastique d'éprouvettes orientées pour le glissement prismatique double dans un très large domaine de température (figure 40). Ses observations des lignes de glissement indiquent :

- à l'azote liquide : beaucoup de glissement basal et du glissement pyramidal, un peu de prismatique et des macles. Selon lui, le glissement pyramidal s'effectuerait à cette température sur les plans pyramidaux de deuxième espèce ($11\bar{2}3$) mais suivant la direction inhabituelle ($\bar{1}100$);
- entre l'azote liquide et l'ambiante, le glissement pyramidal de deuxième espèce disparaît progressivement, et la déformation s'effectue principalement en glissement pyramidal de première espèce, mais le glissement prismatique, le glissement basal et les macles, sont toujours présents,
- enfin, à plus haute température, le glissement prismatique devient prépondérant.

Dorn (51) d'autre part, a mesuré des contraintes d'écoulement en bon accord avec celles de Reed Hill, mais sur des échantillons orientés pour glisser suivant un seul système prismatique. Dans une première publication originale (51), il présente la courbe de variation de la limite élastique en fonction de la température depuis l'azote liquide jusqu' vers 400°C, en précisant bien qu'en-dessous de 175°C, la glissement "non basal" n'est plus du glissement prismatique, tandis qu'au-dessus de 175°C, c'est principalement du glissement prismatique (figure 40). Par la suite, dans ses publications ultérieures, il présente à nouveau cette même courbe, fruit des mêmes expériences, mais l'intitule alors : variation de la limite élastique en glissement prismatique en fonction de la température, sans préciser qu'en-dessous de 175°C, ce n'est plus du prismatique.

Enfin, dans une étude récente, Yoshinaga et Horiuchi (52) ont mesuré le début de la déformation de manière apparemment plus précise dans le domaine de température 15°C, 450°C. Leurs expériences montrent que la limite élastique macroscopique en glissement "non basal" est précédée d'un "microstade" de consolidation particulièrement important (figure 41). Ces auteurs signalent aussi que les lignes de glissement correspondent principalement au glissement prismatique, mais qu'il y a aussi du glissement pyramidal de première espèce dans tout ce domaine de température.

Nous avons déjà résumé les travaux publiés sur le béryllium (cf. paragraphe IV.2), rappelons simplement que l'on observe du glissement prismatique seul, sans glissement pyramidal de première espèce, au moins jusque vers 300°C, sur les échantillons déformés en tension parallèlement au plan de base.

Les informations publiées sur les autres métaux hexagonaux purs ne sont que des observations de systèmes de glissement faites le plus souvent sur des échantillons à gros grains. Il semble même que la déformation en glissement "non basal" du cobalt soit encore complètement ignorée.

Pour être plus complet, signalons encore les travaux importants de Dorn et de ses collaborateurs sur les phases hexagonales Ag₂Al (53) et Ag-Mg (54) et les alliages magnésium-lithium (55). Tous ces travaux montrent que le glissement prismatique (?) est très fortement activé à basse température, mais ne contiennent ni photo ni indication sur les lignes de glissement.

V.2 - PRINCIPAUX MECANISMES PROPOSES POUR LE CONTROLE DU GLISSEMENT PRISMATIQUE

Lorsque le glissement prismatique est le mode principal de déformation, le début de l'écoulement plastique s'apparente beaucoup à celui du glissement basal facile. Il semble donc raisonnable de suggérer que les mécanismes de contrôle de ces deux modes de glissement sont identiques au début de l'écoulement. Au cours de la déformation par contre, ils doivent devenir assez rapidement différents, car la rotation des plans provoque le déclenchement du glissement suivant une deuxième famille de plans prismatiques (1010)

Dans le cas plus fréquent où le glissement prismatique n'est pas le mode principal, la déformation est contrôlée par un mécanisme très activé. Deux explications fondamentalement très différentes ont été proposées :

- D'une part, un modèle basé sur l'hypothèse d'une force de Peierls Nabarro élevée sur les plans prismatiques proposé par Dorn et Rajnak (56),
- D'autre part, un modèle basé sur le glissement dévié des dislocations $\vec{a}$ dissociées sur le plan de base proposé par Friedel (58).

V.2.1 - Mécanisme basé sur la force de Peierls Nabarro

Le mécanisme de Dorn et Rajnak suppose que la vitesse de déformation est contrôlée par la nucléation d'une paire de décrochements sur une longueur l déterminée de dislocation.

$$\dot{\epsilon} = \rho a b v \frac{L}{W} \exp - \frac{U_g}{KT}$$

où	ρ	est la densité de dislocations mobiles
	a	la distance entre les vallées de Peierls
	b	le vecteur de Burgers
	v	la fréquence de Debye
	W	la largeur du double décrochement à la configuration de col d'énergie
	U_g	le supplément d'énergie libre à la position col nécessaire pour germer ce double décrochement
	K	la constante de Boltzman
	T	la température absolue de l'essai.

Au zéro absolu, aucune aide thermique n'est possible, le supplément d'énergie libre " U_g " nécessaire pour former le double décrochement est alors fourni entièrement par le supplément de contrainte appliquée.

Les calculs montrent que :

$$\frac{U_g}{2 U_K \frac{\mu(T)}{\mu(T_c)}} \simeq \frac{T}{T_c} \frac{\mu(T_c)}{\mu(T)}$$

T_c désigne la température critique

μ le module de cisaillement

et prévoient une variation très importante du volume d'activation apparent. $v \neq kT - \frac{\partial U_g}{\partial T^*}$
 en fonction du supplément de contrainte locale.

La caractéristique la plus marquante de ce modèle est un volume d'activation très petit (typiquement environ 5 volumes atomiques vers 0°K et quelques dizaines vers la température critique).

Dorn et ses collaborateurs ont obtenu un accord en apparence remarquable entre ce modèle et leurs résultats expérimentaux sur des alliages magnésium-lithium riches en lithium (55) (59), et sur les composés hexagonaux Ag_2Al (53) et AgMg (54).

Remarquons toutefois que pour les alliages magnésium-lithium, l'augmentation de la teneur en lithium entraîne une diminution du paramètre de la maille cristalline (60), donc en principe une augmentation de la force de Peierls Nabarro. Sur les alliages riches en lithium, on devrait par conséquent observer une augmentation sensible de la contrainte d'écoulement si la force de Peierls Nabarro contrôlait effectivement le glissement. Expérimentalement, Dorn trouve l'effet inverse.

Il faut aussi remarquer que tout modèle basé sur la force de Peierls Nabarro est nécessairement incompatible avec une consolidation qui dépend beaucoup de la température. En effet, la force de Peierls Nabarro ne varie pas en fonction de la déformation, car c'est une quantité physique liée au réseau. Elle n'apporte donc aucune contribution à la consolidation.

En conséquence, si la déformation est contrôlée par la force de Peierls Nabarro, on doit nécessairement observer une consolidation sensiblement indépendante de la température.

Inversement, si l'on observe que la consolidation dépend beaucoup de la température, ce qui est par exemple le cas des alliages Mg-Li , on peut être certain que le mécanisme thermiquement activé qui contrôle l'écoulement n'est pas seulement basé sur la force de Peierls Nabarro.

A la rigueur, on pourrait admettre que la limite élastique puisse être contrôlée par cette force de réseau. Mais alors, pour vérifier cette hypothèse, il faudrait pouvoir déterminer l'énergie et le volume d'activation juste à la limite élastique (ce que n'a pas fait Dorn).

De plus, si le glissement était contrôlé par la force de Peierls Nabarro, les lignes de glissement devraient traverser tout l'échantillon et ne présenter qu'accidentellement des parties déviées.

Remarquons de plus, que si l'on veut être très rigoureux, on peut même dire que la force de Peierls Nabarro ne peut jamais contrôler seule la limite élastique, car tout obstacle local dont l'étendue du champ des interactions avec les dislocations mobiles dépasse une demi-distance interatomique (par exemple la forêt) ajoute nécessairement au moins une partie de son énergie de barrière à celle des collines de potentiel de la force de Peierls.

V.2.2 - Mécanismes basés sur le glissement dévié des dislocations dissociées

Tous les mécanismes que nous allons décrire dans ce paragraphe supposent que le glissement prismatique et le glissement pyramidal de première espèce sont dus au glissement dévié des dislocations vis dissociées sur le plan de base.

Le modèle de Schoeck et Seeger

Bien que ce modèle ait été proposé pour le glissement dévié des dislocations dans la structure cubique à faces centrées, nous le rappelons ici, car il permet de mieux saisir toute la subtilité des deux suivants.

Selon Schoeck et Seeger (57), la dislocation dissociée doit d'abord se recombinaison sur une longueur critique L_c , égale au diamètre de la source de Frank et Read, avant de dévier sur le plan prismatique ou sur le plan pyramidal de première espèce (figure 42).

L'énergie de barrière de ce mécanisme est l'énergie nécessaire pour recombinaison la dislocation dissociée sur la longueur L_c , c'est-à-dire :

$$\Delta W = \left(\frac{\mu b^3}{\pi} \log \frac{d}{e\rho} \right) \left(\frac{\mu}{\sigma} \right)$$

d largeur de dissociation

e = 2,71

ρ rayon de cœur

σ contrainte d'écoulement

Cette formule montre que l'énergie d'activation devient très grande dès que l'on envisage des dislocations un peu dissociées. C'est pourquoi ce modèle n'est pas en accord avec les résultats expérimentaux.

Le modèle de Friedel

Selon Friedel, la contrainte appliquée dévie et courbe sur le plan prismatique ou sur le plan pyramidal de première espèce la portion de dislocation recombining aussi petite soit-elle (figure 43). Il n'est donc pas nécessaire de recombining d'abord la dislocation sur toute la longueur L_c .

L'énergie nécessaire pour dévier une longueur $l = 2 R \sin \theta$ de dislocation recombining est alors :

$$U = 2 U_{Fp} + 2 R \sin \theta \Delta E_B + 2 \gamma R (\theta - \sin \theta) - \sigma b R^2 (\theta - \sin \theta \cos \theta)$$

Le premier terme est l'énergie de formation des deux pincements sur la dislocation dissociée.

Le second est l'énergie de recombinaison sur la largeur $l = 2 R \sin \theta$

Le troisième est le supplément d'énergie dû au supplément de longueur : c'est le terme de tension de ligne.

Enfin, le dernier terme représente le travail de la contrainte appliquée.

Cette énergie passe par un maximum pour une valeur critique θ_c très petite de θ :

$$\theta_c = \sqrt{\frac{2 \Delta E_B}{\gamma + \Delta E_B}}$$

A cette valeur critique correspond l'énergie d'activation du mécanisme

$$\Delta W = 2 U_{Fp} + \frac{4 \gamma \Delta E_B}{3 \sigma b} \theta_c$$

Les valeurs ainsi calculées sont beaucoup plus raisonnables que celles obtenues par Schoeck et Seeger, et l'accord avec l'expérience est assez bon pour le magnésium au-dessus de la température ambiante.

Il est par contre assez mauvais pour le zinc et le cadmium, mais il est possible que dans ce cas, les termes de cœur qui ont été négligés dans la formule précédente expliquent ce désaccord.

Le modèle d'Escaig

Plus récemment, Escaig (61) a montré que le mécanisme de Friedel ne contrôlait effectivement le glissement dévié que lorsque la dislocation atteint la position critique avant la première rangée atomique (figure 44). C'est-à-dire quand la contrainte appliquée est suffisamment forte pour que la flèche de l'arc de dislocation courbé sur le plan de déviation soit inférieure à une distance interatomique à la position critique.

Lorsque cette position est plus éloignée, selon Escaig, la dislocation redévie sur le plan de base au niveau de la première rangée atomique, et se redissocie (figure 45). Les calculs montrent qu'il existe alors une nouvelle position critique dont l'énergie de col est inférieure à celle que prévoit le modèle de Friedel.

Escaig a ainsi expliqué avec succès les expériences de Gilman sur le zinc et le cadmium.

DISCUSSION

Le seul inconvénient de ces modèles basés sur le glissement dévié des dislocations dissociées est qu'ils prévoient une limite élastique extrêmement élevée au zéro absolu.

En effet, à très basse température, l'agitation thermique n'est plus suffisante pour former les pincements, il faut donc que la contrainte appliquée comprime le ruban de faute jusqu'à la recombinaison. Ceci nécessite une contrainte appliquée sur le plan de base très grande. Comme lorsque l'échantillon est bien orienté, la composante sur le plan de base de la contrainte appliquée est nulle, selon ces modèles, il ne peut plus y avoir ni glissement prismatique, ni glissement pyramidal de première espèce à basse température.

On peut toutefois remarquer que cet inconvénient n'est pas aussi sérieux qu'il le paraît, car on peut toujours supposer que ces pincements préexistent, ne serait-ce que sur les crans des dislocations.

VI - RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LE GLISSEMENT PRISMATIQUE DU BERYLLIUM

Nous présenterons d'abord les résultats des mesures de limite élastique et de consolidation, puis nous décrirons les différents aspects micrographiques observés.

VI.1 - LIMITE ELASTIQUE

VI.1.1 - Limite élastique macroscopique et limite élastique microscopique

Comme pour le glissement basal, nous avons déterminé la limite élastique microscopique, comme la contrainte qui produit un allongement plastique de 10^{-6} .

La limite élastique macroscopique a été obtenue en extrapolant le début du premier stade de consolidation. Cette extrapolation est assez précise jusqu'à la température ambiante. Par contre, au-dessus de 80°C , elle devient beaucoup plus incertaine car le début de la courbe résolue présente un arrondi très marqué.

D'autre part, la valeur indiquée à l'hélium liquide ($10,3 \text{ kg/mm}^2$), doit être regardée comme une limite inférieure. En effet, aucune des 6 éprouvettes testées à cette température ne s'est déformée plastiquement de façon macroscopique, et $10,3 \text{ kg/mm}^2$ n'est en fait que la plus forte charge de rupture que nous ayons enregistrée pour la vitesse nominale.

VI.1.2 - Influence de la température

La limite élastique macroscopique varie avec la température de façon très surprenante (figure 46). Elle décroît d'abord assez rapidement depuis le zéro absolu jusque vers -100°C , puis remonte assez fortement avec la température jusque vers $+20^{\circ}\text{C}$. Elle passe alors par une valeur maximale vers 50°C , puis décroît de nouveau jusque vers 200°C . Enfin, au-dessus de 250°C , elle reste pratiquement constante.

Un des buts principaux de notre travail a précisément été d'expliquer ce comportement très exceptionnel, et plus particulièrement la remontée de la limite élastique avec la température.

Contrairement à la limite élastique macroscopique, la limite élastique microscopique décroît très régulièrement avec la température.

C'est donc entre ces deux limites, durant le stade de microdéformation que se développent les phénomènes qui provoquent la remontée de la limite élastique avec la température.

L'expérience montre qu'à l'azote liquide, le stade de microdéformation est relativement peu important et présente une consolidation très "arrondie". Au contraire, dans le domaine de température de la "bosse" (-100° à $+200^{\circ}\text{C}$), il est beaucoup plus important, et la consolidation reste d'abord très forte et constante avant de s'arrondir (figure 47).

C'est donc plus précisément dans cette partie linéaire du stade de microdéformation que réside la clef de la compréhension de la remontée de la limite élastique avec la température.

VI.1.3 - Influence de la vitesse de traction

A la température de l'azote liquide, la vitesse influe beaucoup sur la contrainte d'écoulement aussi bien dans le domaine de la microdéformation que dans celui de l'écoulement macroscopique. Pour fixer les idées, disons que le volume d'activation apparent est de l'ordre de 50 b^3 .

Au contraire, dans tout le domaine de température de la "bosse", la vitesse est presque sans influence sur la contrainte d'écoulement dans le microstade, et à la limite élastique macroscopique, le volume d'activation est de l'ordre de 10.000 b^3 .

Dans les essais de microdéformation, nous avons enregistré la charge en fonction du temps, et l'allongement en fonction du temps séparément. Ceci nous a permis de déterminer la vitesse d'écoulement plastique en tout point et d'effectuer au besoin une correction de vitesse en s'appuyant sur les sauts de charge correspondant aux sauts de vitesse que nous avons volontairement effectués tout au long de ce stade (figure 48) ; aussi, les courbes de microdéformation que nous présentons sont des courbes à vitesse de déformation plastique constante.

VI.2 - COURBES RESOLUES EFFORT-DEFORMATION

VI.2.1 - Influence de la température

La figure 49 traduit l'influence de la température sur les courbes résolues effort-déformation des échantillons cisailés suivant un seul plan prismatique ($\psi_0 = 33^\circ$ à 45°).

A l'azote liquide, on observe un seul stade de consolidation, même sur l'échantillon le plus déformé ($\gamma = 18 \%$).

Entre -100°C et $+50^\circ\text{C}$, les courbes résolues présentent trois stades de consolidation. Le premier de pente très faible est relativement peu étendu ; son importance semble plus liée à la qualité de l'échantillon qu'à la température. Le second consolide très fortement le cristal, sa pente très raide, de l'ordre de $\frac{\mu}{150}$, varie peu avec la température ; par contre son étendue est d'autant plus importante que la température est basse.

Enfin, le troisième est le seul stade activé normalement. En effet, la contrainte d'écoulement et la consolidation diminuent régulièrement quand la température s'élève, dès le début de ce stade.

A plus haute température, le premier stade disparaît complètement et après un début très arrondi, s'étendant jusqu'à 10 % de cisaillement, les courbes résolues tendent vers l'horizontale.

Au début de la déformation, la contrainte d'écoulement présente la même anomalie que la limite élastique macroscopique, mais celle-ci disparaît si l'on prédéforme beaucoup les échantillons à la température ambiante.

On observe en effet qu'une prédéformation à la température ambiante relève le niveau de la contrainte nécessaire pour déformer le cristal à l'azote liquide, et que celle-ci devient même supérieure à sa valeur à l'ambiante lorsque la prédéformation est importante (figure 50). Ce saut de température entraîne l'apparition d'un crochet de traction.

Inversement, une prédéformation à l'azote liquide "arrondit" très fortement le début de la courbe de traction à l'ambiante, mais n'affecte pas de façon sensible le niveau final de la contrainte d'écoulement.

VI.2.2 - Influence de la vitesse

A l'azote liquide, les sauts de charge correspondant aux sauts de vitesse sont très importants dès le début de la déformation, et le volume d'activation apparent, de l'ordre de 50 b^3 semble augmenter légèrement avec la déformation.

Par contre, dans tout le domaine de température de la "bosse", il faut attendre le début du troisième stade ($\gamma = 10$ à 15%) pour enregistrer une influence sensible de la vitesse (figure 51). Ainsi, à la température ambiante par exemple, le volume d'activation apparent, supérieur à 5.000 b^3 pour $0,1 \%$ de cisaillement chute d'abord rapidement jusque 300 b^3 pour 15% de cisaillement, puis diminue régulièrement au fur et à mesure que la déformation augmente (figure 52).

Vers 200° , cette dernière décroissance n'est plus observée (figure 53).

L'aspect du saut de contrainte est lui-même très différent suivant la température et l'importance de la déformation. Les quatre schémas de la figure 54 résument les différents aspects observés :

VI.2.3 - Influence de l'orientation initiale des plans prismatiques

L'orientation initiale des plans prismatiques est sans influence sur la limite élastique macroscopique, elle agit par contre fortement sur la consolidation. Appelons ψ_0 l'angle entre l'axe de traction et la normale au plan prismatique actif avant la déformation (figure 55).

Lorsque $\psi_0 = 60^\circ$, deux plans prismatiques sont également sollicités, et se cisailent en même temps. Si un plan tend à glisser plus que l'autre, la rotation qui résulte de la déformation augmente la contrainte sur l'autre et ramène l'équilibre : c'est la position de glissement double stable.

Quand $\psi_0 = 30^\circ$, le glissement double est instable, car si le cisaillement devient plus fort sur l'un des deux systèmes, la rotation des plans augmente la contrainte sur le système majoritaire et accroît donc le déséquilibre.

Pour toute la gamme d'orientations intermédiaires, le glissement démarre suivant une seule direction de plans prismatiques, et dans ce cas on observe que les courbes expérimentales sont sensiblement identiques, quelle que soit la valeur exacte de ψ_0 .

Les courbes résolues en glissement prismatique double sont par contre assez distinctes de celles du glissement prismatique simple. En effet, à l'azote liquide par exemple (figure 56) pour $\psi_0 = 30^\circ$, la consolidation est déjà deux fois plus forte que celle de l'orientation standard, et pour $\psi_0 = 60^\circ$, elle est près de cinq fois plus élevée. Si l'on tient compte que le cisaillement est en fait partagé entre les deux systèmes prismatiques, ces valeurs doivent encore être multipliées par deux.

La différence de comportement est encore plus nette à l'ambiante car l'aspect même de la courbe est différent (figure 57), le premier stade disparaît et l'on enregistre dès le début de la déformation une consolidation forte qui "s'arrondit" pour donner naissance à la striction puis à la rupture. Pour $\psi_0 = 30^\circ$, la contrainte ultime est relativement basse. Au contraire $\psi_0 = 60^\circ$ est l'orientation solide qui donne la consolidation maximale tout en conservant un très grand allongement de rupture.

VI.2.4 - Influence de la désorientation du plan de base par rapport à l'axe de traction

Ces expériences ont été faites pour expliquer le désaccord entre nos résultats et ceux publiés antérieurement sur la variation de la limite élastique avec la température.

A l'azote liquide, pour déclencher le glissement basal avant le glissement prismatique, il faut que le plan de base soit à plus de 6° de l'axe de traction. Dans une orientation aussi oblique,

les têtes de l'éprouvette réduisent considérablement la longueur initiale l_{0B} sur laquelle le glissement basal peut se déclencher facilement (figure 58). De manière à pouvoir déformer assez fortement en glissement basal sans craindre la rupture, nous avons effectué les essais sur des éprouvettes longues ($l_{0P} = 50$ mm).

Si l'on résout les courbes en supposant que le glissement se produit dans tous les cas sur le plan prismatique, on obtient une "consolidation apparente" pour le glissement prismatique (figure 59).

(0001) désorienté de 10°

On observe du glissement basal pur, qui démarre pour une cission critique réduite sur le plan de base de 925 g/mm².

La consolidation apparente sur le plan prismatique est forte, mais l'éprouvette casse avant d'atteindre la limite élastique du glissement prismatique (3,75 kg/mm²).

(0001) désorienté de $8^\circ 30'$

On observe encore du glissement basal pur. Bien qu'à la rupture, la contrainte sur le plan prismatique atteigne 4,30 kg/mm², on n'observe aucune trace de glissement prismatique. La limite élastique macroscopique pour le glissement basal est de 928 g/mm².

(0001) désorienté de 8 à 10° sur éprouvette épaisse et courte

Sur une éprouvette épaisse, on peut "encasturer" la bande de glissement basal entre les têtes. L'expérience montre alors que la plasticité est nulle et que la contrainte de rupture correspond à la limite élastique pour le glissement basal.

(0001) désorienté de $7^\circ 50'$

Le glissement basal démarre pour une contrainte de 936 g/mm² sur le plan de base, soit 3,50 kg/mm² sur le plan prismatique.

La consolidation apparente est très forte et le glissement prismatique ne démarre que lorsque la contrainte atteint 5,80 kg/mm², juste un peu avant la rupture.

On voit donc que cette orientation du plan de base apporte un durcissement latent important du glissement prismatique.

(0001) désorienté de $5^\circ 15'$

La déformation démarre normalement en glissement prismatique $\tau_E \simeq 3,75$ kg/mm², et la consolidation est presque normale au début de la déformation. Lorsque la contrainte sur le plan de base atteint 1050 g/mm², le glissement basal démarre et l'on observe alors un deuxième stade à consolidation plus forte.

On voit donc qu'une prédéformation prismatique apporte un durcissement latent du glissement basal relativement faible.

(0001) désorienté de 6° , $\psi_0 = 57^\circ$ sur éprouvette courte

Si l'on réduit la longueur l_{0P} de l'éprouvette, la longueur l_{0B} diminue relativement plus. En particulier, pour $l_{0P} = 15$ mm, l_{0B} est presque nulle. En prenant $\psi_0 = 57^\circ$ et (0001) désorienté de 6° , on rend le glissement simultanément possible suivant deux directions du plan de base et deux systèmes prismatiques.

Pour une telle éprouvette, le glissement démarre pour une contrainte voisine de 4 kg/mm² sur le plan prismatique. La consolidation est extraordinairement rapide : pour un allongement total de $\frac{3}{100}$ de mm la contrainte sur le plan prismatique dépasse 8 kg/mm² et l'éprouvette casse.

Cet effet est beaucoup moins marqué sur les éprouvettes de cette géométrie déformées à la température ambiante ou à une température intermédiaire.

En résumé, on voit qu'une prédéformation en glissement basal augmente la contrainte d'écoulement et la consolidation du glissement prismatique. Cette augmentation de consolidation est maximale si l'on déclenche simultanément les deux modes de glissement. Cet effet est d'autant plus marqué que l'éprouvette est courte; il peut même masquer la limite élastique du glissement prismatique lorsque la géométrie est très particulière. Nous verrons que ceci explique le désaccord entre nos résultats obtenus sur des échantillons d'orientation soignée et ceux publiés antérieurement, obtenus sur des échantillons mal orientés.

VI. 3 - OBSERVATION MICROGRAPHIQUE DES LIGNES DE GLISSEMENT

Pour alléger l'exposé, nous appellerons "face" le côté parallèle à (0001) et "tranche" le côté perpendiculaire à (0001) (figure 60).

La "face" est donc le plan perpendiculaire aux dislocations coins et la "tranche", le plan perpendiculaire aux dislocations vis.

VI. 3. 1 - A l'azote liquide

Juste après la limite élastique macroscopique, les lignes de glissement longues et droites ont tendance à se grouper. Cette tendance, déjà sensible sur la face (figure 61) est encore plus prononcée sur la tranche (figure 62).

L'observation à plus fort grossissement optique n'apporte aucune autre information, les lignes paraissent seulement plus épaisses, mais sont toujours droites.

Les répliques au carbone examinées au microscope électronique montrent que ces lignes épaisses sont en fait constituées de plusieurs lignes beaucoup plus fines et très voisines (figure 63) qui ne présentent pas de parties déviées.

La densité des lignes augmente beaucoup avec la déformation.

Sur la face, elles restent droites et continuent de traverser tout l'échantillon, et lorsque le cisaillement atteint 8 % quelques traces du second système prismatique apparaissent dans les zones pauvres en glissement suivant le premier système (figure 64).

Sur la tranche, les choses sont beaucoup moins simples. Après 1 à 2 % de cisaillement, des bandes de glissement basal sinueuses et floues apparaissent (figure 65). Au fur et à mesure que la déformation progresse, ces bandes deviennent de plus en plus droites et tendent à se mettre en "sandwich" entre les plans prismatiques $\{10\bar{1}0\}$ (figure 66).

Ce dernier point a été mis en évidence sur une série d'échantillons dont le côté "face" était progressivement désorienté par rapport au plan de base (figure 67). Cette détermination est assez précise, car une désorientation légère ($2^\circ 15'$) permet de faire passer l'angle entre les traces des deux systèmes prismatiques actifs de 0° à 14° quand on regarde la tranche.

Si l'on efface les lignes de glissement après quelques % de déformation, et que l'on effectue une petite déformation supplémentaire, on observe que ces bandes de glissement basal se développent dans des zones particulièrement pauvres en glissement prismatique (figure 68).

L'aspect micrographique des échantillons déformés en glissement prismatique double indique sur la face (figure 69) aussi bien que sur la tranche (figure 70) que les deux systèmes interagissent fortement.

VI.3.2 - De -100° à +20°C

Dans le domaine de la microdéformation, les lignes ne sont visibles que sur la tranche. Elles sont droites et sans partie déviée (figure 71), leur longueur diminue rapidement quand la température s'élève, et leur densité augmente avec la déformation, on finit même par apercevoir les traces correspondant au second système prismatique.

Juste après la limite élastique macroscopique, sur la face, les lignes de glissement longues et droites traversent tout l'échantillon (figure 72), tandis que sur la tranche, elles présentent de nombreuses parties déviées (figure 73), d'autant plus fréquentes que la température est élevée.

Leur densité augmente beaucoup avec la déformation, mais l'aspect reste identique. Même après 40 % de cisaillement, on n'observe pas de traces du second système sur la face de l'éprouvette, mais seulement une courbure des lignes de glissement (figure 74).

Sur la tranche, les traces prismatiques deviennent épaisses et ondulées, et l'on observe de nombreuses bandes de glissement basal dont l'orientation est beaucoup moins bien définie qu'à l'azote liquide.

VI.3.3 - Vers 150°C

Dès le début de la déformation, deux systèmes prismatiques sont présents, même pour $\psi_0 = 45^\circ$. Sur la face, les lignes sont nettes, tandis que sur la tranche les glissements déviés sont si proches et si nombreux qu'il n'est plus possible de reconnaître la direction de glissement (figure 75).

VI.4 - LAMES MINCES

VI.4.1 - Etat recuit et très faiblement déformé

La densité de dislocations présentes dans l'état recuit est relativement très élevée 10^7 à 10^8 par cm^2 . Ceci est probablement lié au changement de phase hexagonal compact cubique centré qui se produit très près du point de fusion, et à la teneur en impuretés. On observe parfois des réseaux très serrés ancrés sur quelques gros précipités (figure 76), mais la distribution des dislocations est très hétérogène et l'on remarque aussi de grandes zones de densité très faible (figure 77).

La principale caractéristique de l'état recuit est l'existence d'une importante sous structure cellulaire dont les parois sont orientées parallèlement au plan de base et au plan prismatique. Il faut aussi mentionner l'observation sur les plans prismatiques de grandes dislocations à d'orientation coin (figure 78) dont la taille est comparable à celle d'une source de Frank et Read.

Il est clair qu'un état recuit aussi complexe gêne considérablement l'étude des états peu déformés et rend peu sûre l'observation des configurations de dislocations dans le microstage de déformation.

Nous avons néanmoins observé sur des échantillons déformés jusqu'à un niveau de contrainte légèrement inférieur à la limite élastique macroscopique quelques configurations qui confirment l'hypothèse du blocage par glissement dévié des dislocations vis (figure 78 bis).

VI.4.2 - Etat déformé à l'azote liquide

Les configurations sont particulièrement simples ; on observe seulement de petits débris alignés dans la direction de glissement dont le vecteur de Burgers est toujours parallèle à cette même direction (figure 79).

Les parties vis des dislocations responsables du glissement prismatique semblent très petites, presque absentes. Les parties mixtes présentent de nombreux crans et supercrans.

VI.4.3 - Etat déformé à l'ambiante

Pour les faibles déformations (stade I), on observe des dislocations vis déviées sur le plan de base (figure 80), tandis que pour les écrouissages plus importants, les dislocations présentent des configurations très emmêlées qui témoignent d'une forte activité basale (figure 81).

VI.4.4 - Glissement prismatique double

Dans ce cas, les débris sont alignés suivant l'intersection des deux plans prismatiques actifs et l'aspect indique que le croisement des deux systèmes est un processus difficile (figure 82).

On constate une très forte augmentation de la densité de dislocations avec le taux d'écrouissage.

VII - INTERPRETATION ET DISCUSSION DES RESULTATS OBTENUS SUR LE GLISSEMENT PRISMATIQUE DU BERYLLIUM

VII.1 - COMPARAISON AVEC LES RESULTATS PUBLIES DANS LA LITTERATURE

VII.1.1 - Sur le glissement prismatique du béryllium

Deux groupes d'expérimentateurs, Tuer et Kaufman (35) d'une part, Greetham et Martin (36) d'autre part, ont publié des résultats sur le glissement prismatique du béryllium.

Au-dessus de 50°C, nos résultats sont en bon accord avec les leurs (figure 83). Par contre, en-dessous de l'ambiante, le désaccord est très grand. En particulier, ni l'un ni l'autre ne mentionne l'anomalie que nous avons observée dans la variation de la limite élastique avec la température.

Il faut d'abord remarquer que ces auteurs ne publient aucun point entre l'ambiante et l'azote liquide, et que par conséquent le désaccord porte uniquement sur les 2 essais effectués par Greetham et Martin à l'azote liquide et ceux, ou celui, de Tuer et Kaufman à la même température. Bien que la dispersion de leurs résultats soit importante ($\pm 1,5$ kg/mm² à l'ambiante pour les travaux de Greetham et Martin), il est certain que le désaccord (3,75 kg/mm² au lieu de 9 kg/mm²) ne peut lui être totalement incriminé.

Ces auteurs se sont placés dans le cas du glissement prismatique double ($\psi_0 \simeq 60^\circ$). Cependant, cette orientation particulière ne tranche pas le litige, car l'orientation initiale des plans prismatiques est sans influence sur la limite élastique macroscopique (cf. paragraphe VI.2.3).

Par contre, ce qu'il faut aussi remarquer, c'est que les deux éprouvettes déformées par Greetham et Martin ont en plus le plan de base à 6 ou 7° de l'axe de traction, et qu'une telle désorientation est suffisante pour permettre le déclenchement simultané du glissement basal et du glissement prismatique. Nous avons montré au paragraphe VI.2.4 que dans ces conditions, la courbe résolue présente un premier stade à consolidation extraordinairement élevée suivie d'une courte partie plus normale. Nous pensons que Greetham et Martin ont également obtenu ce stade, mais qu'ils l'ont à tort confondu avec la pente élastique de la courbe de traction.

Tuer et Kaufman ne précisent pas l'orientation du plan de base de leurs éprouvettes par rapport à l'axe de traction, mais la courbe résolue qu'ils publient semble aussi indiquer l'existence de ce premier stade. Il est aussi possible que la pureté très médiocre de leurs cristaux (béryllium 99,0 %) ait contribué à masquer l'effet.

En résumé, c'est donc faute de bons échantillons que ces expérimentateurs n'ont pas observé l'anomalie de limite élastique que nous avons constatée.

VI.1.2 - Comparaison avec le glissement prismatique des autres métaux hexagonaux

Nous avons déjà souligné dans la partie bibliographique du début, l'extrême pauvreté des informations publiées sur le glissement prismatique. On possède toutefois suffisamment de résultats pour constater que la décroissance rapide de la limite élastique avec l'augmentation de température que nous avons observée sur le béryllium dans le domaine $+100^{\circ}$ $+300^{\circ}$ se retrouve sur le zinc, le cadmium, le magnésium et les alliages Mg-Li (figure 84) (figure 39) et (figure 40).

D'autre part, pour le glissement prismatique de la phase hexagonale Ag₂-Al Dorn (53) a observé que la limite élastique diminuait d'abord très rapidement à basse température, puis restait sensiblement constante dans un assez large domaine avant de décroître à nouveau (figure 85).

Signalons enfin que Thornton (62) a aussi observé une augmentation de la limite élastique avec la température pour le glissement prismatique des alliages Cu-Ge (figure 86).

Il est toutefois possible que le glissement prismatique de ces phases très chargées soit contrôlé par un mécanisme propre aux alliages qui n'ait aucun rapport avec celui du béryllium.

VII.2 - DISCUSSIONS SUR L'HYPOTHESE DES IMPURETES

On peut penser a priori que l'anomalie de la limite élastique macroscopique est due à un effet des impuretés, mais une telle hypothèse est à rejeter, car :

- pour la qualité du béryllium utilisée, les impuretés dosables ne sont pas assez nombreuses pour justifier un effet aussi important.

Si les impuretés étaient responsables de ce phénomène, leur effet serait maximum à l'ambiante, or c'est précisément à cette température que Levine a montré que la limite élastique macroscopique en glissement prismatique ne diminuait plus lorsque l'on améliorait très fortement la pureté au-delà de celle du béryllium que nous avons utilisé.

D'autre part, expérimentalement, on n'a enregistré aucune manifestation typique d'un mécanisme d'impuretés : on ne voit ni crochet de traction, ni effet Portevin Le Chatelier, et les traitements thermiques simples : recuit, non recuit, refroidissement lent, trempe à l'air, sont sans influence sur la contrainte d'écoulement du cristal.

Par ailleurs, si le glissement était contrôlé par un mécanisme lié aux impuretés, on devrait s'attendre à ce que la limite élastique dépende très fortement de la vitesse de déformation, ce qui n'est pas du tout le cas.

Il serait aussi logique, et c'est ce dernier point qui nous paraît être le plus convaincant, d'observer également une remontée de la limite élastique avec la température pour le glissement basal qui fait intervenir des dislocations de même vecteur de Burgers.

Enfin, un mécanisme lié aux impuretés ne permettrait pas d'expliquer ni la présence de très grands glissements déviés, ni l'effet de la température sur le stade de microdéformation.

VII.3 - MODELE PROPOSE POUR RENDRE COMPTE DE LA VARIATION DE LA LIMITE ELASTIQUE AVEC LA TEMPERATURE

VII.3.1 - Introduction : Sens physique du modèle

Avant de décrire le modèle proposé, rappelons brièvement les résultats essentiels, nécessaires pour sa compréhension.

L'observation capitale de notre étude est que la limite élastique macroscopique remonte avec la température dans le domaine -100°C $+20^{\circ}\text{C}$, tandis que la limite élastique microscopique décroît au contraire régulièrement dans ce même domaine.

Friedel (102) a fait remarquer qu'une telle remontée de la limite élastique devait nécessairement être suivie d'un premier stade à consolidation très faible, et correspondre à une déformation hétérogène (ce qui est effectivement observé).

En effet, selon lui, cette remontée correspond à une activation inverse, c'est-à-dire que plus la vitesse de déformation est grande, plus la contrainte d'écoulement est basse. Donc, si le glissement démarre en un point, il doit être plus facile de continuer la déformation, en émettant des dislocations de plus en plus vite à partir de cette source initiale plutôt que d'activer de nouvelles sources ; on pourrait donc s'attendre à voir des bandes de Lüders. Nous n'avons pas observé ce phénomène, mais par contre, nous avons effectivement remarqué que la déformation était assez hétérogène, et que dans le premier stade de déformation, la densité des lignes (ie des sources) était relativement faible et n'augmentait que très peu.

Un autre point très important est que la vitesse de déformation n'influe pratiquement pas sur la contrainte d'écoulement dans tout le domaine de la "bosse", mais par contre, influe beaucoup sur celle-ci en-dessous de -100°C .

D'autre part, pour ce qui est de l'écoulement macroscopique, nous avons observé que les lignes de glissement longues et droites à l'azote liquide présentent des parties déviées de plus en plus fréquentes quand on élève la température. Quant aux lignes de glissement du stade de microdéformation, elles sont droites, sans partie déviée, et d'autant plus longues que la température est basse.

Cette dernière observation est capitale, car elle montre que le glissement prismatique du béryllium ne peut pas être contrôlé par un mécanisme classique de franchissement d'obstacles.

En effet, si l'on voulait rendre compte du comportement observé avec un modèle classique de franchissement d'obstacles, on serait amené à supposer que les obstacles sont plus résistants à haute température, ce qui est contraire au principe même de l'activation thermique. Comme d'autre part, aucun des obstacles locaux envisagés habituellement ne peut apparaître spontanément sous l'effet d'une élévation de température, il est donc impossible d'expliquer le comportement observé avec un modèle classique de franchissement d'obstacles.

Le fait que les lignes de glissement ne traversent jamais tout l'échantillon, dans le stade de microdéformation, montre de plus que les dislocations vis de bloquent après avoir parcouru une certaine distance.

Comme les obstacles du réseau ne peuvent pas être responsables de ce blocage, il faut que ce soit les dislocations vis elles-mêmes qui provoquent ce blocage, d'où l'idée de l'arrêt par glissement dévié.

Comme ce blocage est d'autant plus facile que la température est élevée, on est amené à penser que ce glissement dévié est activé thermiquement, donc à supposer, par exemple, que les dislocations $\vec{a}$ peuvent aussi se dissocier sur les plans prismatiques $(10\bar{1}0)$. Nous discuterons cette hypothèse au chapitre suivant, et montrerons en annexe qu'elle correspond bien à un mécanisme thermiquement activé.

S'appuyant sur cette hypothèse, le mécanisme que nous allons proposer est en quelque sorte un mécanisme piège, c'est-à-dire que les dislocations s'étant bloquées, suivant un mécanisme thermiquement activé et facile, se trouvent contraintes de suivre alors un processus beaucoup plus difficile pour continuer de glisser. Ce processus difficile est, soit de développer du glissement dévié sur le plan de base, soit de redévier sur le plan prismatique. Nous montrerons au paragraphe suivant que le premier processus contrôle la remontée de la limite élastique macroscopique avec la température, dans le domaine -100°C $+20^{\circ}\text{C}$, tandis que le second explique la nouvelle décroissance de cette limite au-dessus de 80°C .

VII. 3.2 - Interprétation qualitative du stade I et de la variation de la limite élastique avec la température

Les observations micrographiques montrent que le glissement est engendré par l'activation de sources situées sur les plans prismatiques, vraisemblablement constituées par les grandes dislocations coin observées sur l'état recuit.

A basse température (en-dessous de -100°C)

L'agitation thermique n'est pas suffisante pour activer le passage des dislocations $\vec{a}$ du plan prismatique sur le plan de base. Le glissement, initié sur le plan prismatique y reste localisé et les lignes de glissement sont donc droites. Celles qui rencontrent des obstacles très résistants s'arrêtent tandis que les autres situées dans des régions plus molles traversent tout l'échantillon.

A partir de -100°C environ (interprétation du microstade I)

Examinons le fonctionnement d'une source : dès la limite élastique microscopique, la première boucle se développe sur les plans prismatiques. L'agitation thermique devenant suffisante pour activer le passage des dislocations $\vec{a}$ du plan prismatique sur le plan de base, lorsque cette boucle atteint une certaine taille critique, les parties vis dévient sur le plan de base et se bloquent par dissociation. Les parties coin continuent de glisser sur le plan prismatique, et il ne reste alors que deux grandes dislocations vis qui traversent très probablement tout le cristal. Ces grandes dislocations vis arrêtées et dissociées sur le plan de base dévient alors un peu sur celui-ci sous l'effet des contraintes internes. Mais ce mouvement est très limité car la longueur de ces dislocations est si importante que celles-ci se trouvent nécessairement ancrées sur différents obstacles du réseau. De plus, également à cause de leur longueur, ces dislocations suivent les variations périodiques du champ des contraintes internes, et prennent donc une forme d'équilibre légèrement sinusoïdale.

Cette première boucle bloquée exerce une contrainte en retour sur la source, et pour émettre la deuxième dislocation, il faut alors augmenter la contrainte appliquée.

Poussée par la nouvelle contrainte appliquée, cette seconde boucle s'empile sur la première, se dissocie et dévie très légèrement à son tour sur le plan de base. Le cycle continue et les dislocations s'empilent, mais les sources s'épuisent rapidement et la consolidation est très forte : c'est le microstade de consolidation.

Au fur et à mesure que l'on élève la contrainte appliquée, on augmente le nombre des dislocations empilées, et par conséquent le champ des interactions élastiques exercées par ces empilements devient de plus en plus important. Lorsque la composante sur le plan de base de ces interactions est capable "d'induire" du glissement basal sur une distance suffisante, deux empilements voisins peuvent se débloquent mutuellement en déplaçant leurs dislocations de tête sur le plan de base. Les sources peuvent alors émettre de nouvelles dislocations : c'est la limite élastique macroscopique.

Il est intéressant de remarquer que ce déblocage très progressif des sources rend bien compte de l'arrondi de la courbe résolue au niveau de la limite élastique macroscopique, de l'aspect des lignes de glissement et de la longueur très importante de leurs parties déviées.

Remarquons aussi que si le blocage des sources est un mécanisme activé thermiquement, leur déblocage ne l'est pas, ce qui explique que la limite élastique macroscopique ne dépende pratiquement pas de la vitesse de traction.

Entre -100°C et $+20^{\circ}\text{C}$

Plus la température augmente, plus le passage du plan prismatique sur le plan de base se produit tôt, donc plus les lignes de glissement sont courtes. Or, plus la dislocation de tête d'empilement est bloquée près de la source, plus il est difficile d'empiler les suivantes. Comme le déblocage mutuel par interaction à grande distance dépend surtout du nombre de dislocations empilées, il est clair que plus la température est haute, plus la limite élastique macroscopique est élevée.

Dans le microstade de déformation, quelques sources correspondant au deuxième système prismatique sont aussi activées puis bloquées. Comme la contrainte appliquée sur cette deuxième famille de plans prismatiques est plus faible que sur la première, lorsque le déblocage du premier système d'empilement se produit, il n'y a pas encore assez de dislocations empilées dans le second pour rendre son déblocage possible. Ceci explique que l'on observe dans le microstade des lignes de glissement courtes, correspondant aux deux systèmes prismatiques les plus favorablement orientés, mais qu'à la limite élastique macroscopique, seul le système le plus sollicité se développe.

Au-dessus de 80°C

L'agitation thermique devient maintenant suffisante pour activer le passage des dislocations vis du plan de base sur le plan prismatique. Il est alors plus facile de débloquent les dislocations déviées et dissociées sur le plan de base en les redéviant sur le plan prismatique. La limite élastique macroscopique qui est contrôlée par ce mécanisme normalement activé diminue donc à nouveau quand la température augmente.

Déviant et redéviant, les dislocations vis cheminent ainsi dans le cristal suivant un tracé sinueux en parfait accord avec les observations.

La température élevée réduit beaucoup la taille critique de blocage, et lorsque ce nouveau mécanisme intervient, il y a relativement peu de dislocations empilées. La composante sur le plan prismatique des interactions exercées par ces empilements est donc assez négligeable par rapport à la contrainte appliquée.

Comme la contrainte appliquée sur les deux familles de plans prismatiques les plus sollicités n'est pas très différente, on conçoit que les dislocations bloquées appartenant à la deuxième famille aient aussi une certaine probabilité de se débloquent. Ceci explique que dans ce domaine de température, on observe des traces correspondant à ces deux familles de plans prismatiques dès la limite élastique macroscopique.

De +20°C à +80°C

Ce domaine de température est une zone de transition entre les deux types de déblocage. Il y a compétition entre deux mécanismes, l'un tendant à augmenter la limite élastique macroscopique, et l'autre à l'abaisser, on comprend que cette dernière varie assez peu.

Interprétation de l'influence de la prédéformation

Examinons d'abord l'influence d'une prédéformation à l'ambiante sur la déformation à l'azote liquide.

Lorsque dans un premier temps, on déforme quelque peu l'échantillon à la température ambiante, on bloque par dissociation sur le plan de base toutes les dislocations vis mobiles. Pendant la décharge et le refroidissement, ces dislocations restent bloquées. Par conséquent, si l'on veut continuer la déformation à l'azote liquide, il faut alors appliquer une contrainte légèrement supérieure à celle atteinte à la fin de la prédéformation. Mais, dès que ce niveau est atteint, on active aussi de nouvelles sources. Comme une contrainte plus faible suffit pour propager ces nouvelles dislocations à la température de l'azote liquide, on devrait observer, en principe, un crochet de traction dont la hauteur atteigne, voire dépasse, la contrainte de prédéformation.

Nous avons effectivement observé ce crochet, mais sa hauteur est beaucoup moindre, car la faible rigidité du montage de traction écrête son enregistrement.

Regardons maintenant l'essai inverse. Lorsque l'on prédéforme à l'azote liquide, on développe beaucoup de très grandes boucles. A la température ambiante, toutes ces boucles sont autant de sources activables, et lorsque l'on continue la déformation à l'ambiante, avant que toutes ces boucles ne soient bloquées par dissociation sur le plan de base, le cristal se déforme quelque peu ce qui explique l'adoucissement observé.

VII.4 - DEVELOPPEMENT QUANTITATIF DU MODELE PROPOSE POUR LA VARIATION DE LA LIMITE ELASTIQUE AVEC LA TEMPERATURE

VII.4.1 - Hypothèse de la dissociation sur les plans prismatiques

Le développement quantitatif du modèle précédent nécessite de montrer d'abord que l'hypothèse de la dissociation sur le plan prismatique conduit dans certains cas à un mécanisme de blocage des dislocations vis, thermiquement activé. Comme l'énergie d'activation de ce blocage dépend des énergies de faute sur le plan de base et sur le plan prismatique, et que ces grandeurs ne sont pas directement accessibles à l'expérience, nous avons placé en annexe le calcul et la discussion de ce point exclusivement théorique.

Pour le moment, nous supposons que ce blocage est effectivement activé avec une énergie libre de barrière ΔG , et nous établirons dans un premier paragraphe la loi de variation de la distance d'arrêt de la dislocation de tête d'empilement avec la température. Dans un second, nous calculerons comment les dislocations s'empilent sur la première, et retrouverons le durcissement rapide du stade I'. Dans un troisième, nous vérifierons qu'à la limite élastique macroscopique, les interactions élastiques sont suffisantes pour que deux empilements voisins se débloquent mutuellement. Enfin, dans un quatrième nous regarderons comment fonctionne la source ainsi débloquée.

VII.4.2 - Variation de la distance d'arrêt de la dislocation de tête d'empilement avec la température

Considérons une boucle de rayon R.

Si le passage de la dislocation vis du plan prismatique sur le plan de base se produit sur la partie la plus avancée de la boucle, tout le reste de la dislocation poussé par la contrainte appliquée va dévier sur le plan de base au niveau de la rangée atomique de ce germe et le blocage sera efficace (figure 87).

Au contraire, si ce passage s'effectue sur une position plus latérale de la boucle, il n'y aura pas véritablement blocage car la partie la plus avancée continuera de glisser (figure 88).

La longueur de la partie vis sur laquelle le blocage peut effectivement se produire est donc la longueur de la corde correspondant à une flèche égale à $1/2 b$ (figure 89), soit :

$$l = 2 \sqrt{2 R b}$$

Le mécanisme de blocage intéressant une certaine longueur critique l_c , le nombre d'endroits où ce blocage peut se déclencher est :

$$\frac{l}{l_c} = \frac{2 \sqrt{2 R b}}{l_c}$$

Supposons que la boucle circulaire de rayon R se développe à la vitesse v sous l'effet d'une contrainte appliquée τ constante.

Pour se déplacer du rayon R au rayon $R + 1/2 b$, la dislocation met le temps $t = \frac{b}{v}$. Etant au rayon R, elle a donc une probabilité $P(R)$ de se bloquer entre R et $R + 1/2 b$, telle que :

$$P(R) = \frac{2 \sqrt{2 R b}}{l_c} \times v_D \frac{b}{l_c} \times \frac{b}{v} \times \exp - \frac{\Delta G}{K T}$$

$\frac{v_D b}{l_c}$ est la fréquence des tentatives de sauts avec v_D : fréquence de Debye.

ΔG est l'énergie libre de barrière de blocage

La probabilité $P_2(R)$ que possède une boucle partie du rayon R_0 sous la contrainte σ d'atteindre le rayon $R = R_0 + nb$ est :

$$P_2(R) = \left[1 - P_1(R_0) \right] \left[1 - P_1(R_0 + 1b) \right] \left[1 - P_1(R_0 + 2b) \right] \dots \left[1 - P_1(R_0 + (n-1)b) \right]$$

Au total, la véritable probabilité de blocage au rayon R est donc :

$$P(R) = P_1(R) \times P_2(R)$$

Le problème est similaire à celui de l'absorption.

Dans une tranche d'épaisseur dR , dN dislocations se bloquent telles que :

$$dN = N(R) \times \frac{P(R) dR}{b}$$

En intégrant et en tenant compte des conditions initiales, on déduit le nombre $N(R)$ de boucles qui atteignent le rayon R :

$$N(R) = N_0 \exp - \frac{2\beta (R^{3/2} - R_0^{3/2})}{3v} \quad (1)$$

avec

$$\beta = \frac{2\sqrt{2}b}{l_c} \times \frac{v_0 b}{l_c} \times \exp - \frac{\Delta G}{KT}$$

R_0 : est le rayon de départ = rayon de la source de Frank et Read activée sous la contrainte σ

$$R_0 = \frac{\mu b}{\sigma}$$

N_0 : nombre de ces sources qui s'activent sous la contrainte σ

Le nombre de celles qui se bloquent entre R et $R + dR$ est donc :

$$dn(R) = N_0 \frac{\beta \sqrt{R} dR}{v} \exp - \frac{2\beta [R^{3/2} - R_0^{3/2}]}{3v} \quad (2)$$

L'équation (2) n'est valable que lorsque la contrainte σ est constante, c'est-à-dire en fluage ou encore dans un intervalle de contrainte infiniment petit $d\sigma$

Dans cet intervalle, on active n_0 sources de Frank et Read telles que :

$$n_0 = \left(\frac{dN_0}{d\sigma} \right) d\sigma$$

où $\left(\frac{dN_0}{d\sigma} \right)$ désigne la fonction de distribution ou densité de sources.

Lorsque l'on fait un essai de traction, la contrainte d'écoulement varie de σ_0 à σ_1 ; et pourvu que l'on reste dans le microstade, le nombre N de lignes de glissement de longueur comprise entre $L = 2R$ et $L + \Delta L = 2R + \Delta R$ est

$$N = \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} \left(\frac{dN}{d\sigma} \right) \times \frac{\beta \sqrt{R} \Delta R}{v} \times \exp - \frac{2\beta [R^{3/2} - R_0^{3/2}]}{3v} \times d\sigma \quad (3)$$

La vitesse des dislocations v dépend beaucoup de la contrainte. Selon Gilman, elle est de la forme $v = v_0 \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^m$ avec m de l'ordre de quelques dizaines. Si l'on reporte cette relation dans l'expression de N , on obtient :

$$N = \frac{\beta \sqrt{R} \Delta R}{\sigma_0} \int_{\sigma_0}^{\sigma_i} \left(\frac{d N_0}{d \sigma} \right) \exp - \frac{2 \beta \left[R^{3/2} - \left(\frac{\mu b}{\sigma} \right)^{3/2} \right]}{3 \sigma_0 \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^m} \times \frac{d \sigma}{\left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^m} \quad (3)$$

Dans le cas général, l'équation (3) n'est pas intégrable. On peut néanmoins, moyennant quelques hypothèses simplificatrices en obtenir un bon ordre de grandeur.

On peut supposer très raisonnablement que $\frac{d N_0}{d \sigma} = \text{constante} = N_0$ et que

$$\left[R^{3/2} - \left(\frac{\mu b}{\sigma} \right)^{3/2} \right] \simeq \left[R^{3/2} - \left(\frac{\mu b}{\sigma_0} \right)^{3/2} \right]$$

Cette dernière hypothèse est d'autant meilleure que R est grand et que σ est voisin de σ_0 .

Dans ces conditions :

$$N = \frac{\beta \bar{N}_0 \sqrt{R} \Delta R}{\sigma_0} \int_{\sigma_0}^{\sigma_i} \exp - K \left(\frac{\sigma_0}{\sigma} \right)^m \times \left(\frac{\sigma_0}{\sigma} \right)^m d \sigma$$

avec :

$$K = \frac{2 \beta \left[R^{3/2} - R_0^{3/2} \right]}{3 \sigma}$$

posons

$$x = \left(\frac{\sigma_0}{\sigma} \right)^m$$

$$N = - \frac{\beta \bar{N}_0 \sqrt{R} \Delta R \sigma_0}{\sigma_0 m} \int_1^{\left(\frac{\sigma_0}{\sigma} \right)^m} \exp - K x \times x^{-\frac{1}{m}} \times dx$$

$$x^{-\frac{1}{m}} = \left(\frac{\sigma_0}{\sigma} \right)^{-1} = \frac{\sigma}{\sigma_0} \quad \text{varie de 1 à 1/2 au maximum}$$

on ne fait pas une grosse erreur en le supposant constant = $\frac{3}{4}$

$$N = - \frac{3}{4} \frac{\beta \bar{N}_0 \sqrt{R} \Delta R \sigma_0}{\sigma_0 m K} \left[\exp - K \left(\frac{\sigma_0}{\sigma} \right)^m - \exp - K \right] \quad (4)$$

Pour les grandes lignes de glissement ($R > 10 R_0$) K est relativement petit, donc :

$$\exp - K \simeq 1 - K$$

$$\text{Dans ces conditions : } N \simeq \frac{3}{4} \times \frac{2 \sqrt{2} b}{l_c} \times \nu_D \frac{b}{l_c} \times \frac{\bar{N}_0 \sigma_0 \sqrt{R} \Delta R}{\sigma_0 m} \exp - \frac{\Delta G}{K T} \quad (5)$$

(5) ne donne pas la distribution des lignes de glissement, mais permet de rendre compte de l'influence de la température sur les grandes lignes de glissement (c'est-à-dire dans le domaine -100°C -20°C).

Le calcul montre que pour réduire par deux la densité des grandes lignes, lorsque l'on passe de -40°C à -20°C, il faut que le mécanisme de blocage ait une énergie d'activation

$$\Delta G \simeq 2000 K$$

$$\text{soit } 0,17 \text{ eV}$$

Cette détermination de l'énergie d'activation est évidemment très approximative. Elle semble toutefois donner le bon ordre de grandeur, car une énergie d'activation de 0,2 électron volt paraît raisonnable pour un mécanisme qui devient efficace vers -100°C .

VII. 4.3 - Empilement des dislocations $\bar{a}$ sur celles de tête

Lorsque la partie vis d'une boucle circulaire s'arrête au rayon L la contrainte appliquée σ_m continue de déplacer les parties coins jusqu'à la surface du cristal, ce qui transforme la boucle en deux dislocations vis parallèles et distantes de $2L$ (figure 90).

Ces deux dislocations vis bloquées par dissociation sur le plan de base exercent sur la source une contrainte en retour.

$$\Delta \sigma_1 = \frac{\mu b}{\pi \ell}$$

Pour émettre une deuxième boucle, il faut donc augmenter la contrainte $\Delta \sigma$. Une fois émise, cette seconde boucle vient s'arrêter à une distance d_1 de la première telle que la force due à la contrainte appliquée $\sigma_m + \Delta \sigma$ équilibre la résultante des interactions élastiques :

$$\sigma_m + \Delta \sigma_1 = \frac{\mu b}{2\pi} \left[\frac{1}{d_1} + \frac{1}{2L - d_1} + \frac{1}{2L - 2d_1} \right]$$

Arrêtée à la distance $L - d_1$, la partie vis de cette deuxième dislocation se dissocie sur le plan de base et la boucle se transforme tout comme la première en deux dislocations vis parallèles (figure 91).

Ces deux dislocations vis exercent sur la source une contrainte en retour

$$\Delta \sigma_2 = \frac{\mu b}{\pi (L - d_1)}$$

et pour émettre la troisième dislocation, il faut appliquer la contrainte

$$\sigma_m + \Delta \sigma_1 + \Delta \sigma_2$$

Cette troisième boucle se bloque à une distance d'équilibre d_2 de la seconde donnée par la résolution de l'équation

$$\sigma_m + \frac{\mu b}{\pi} \left[\frac{1}{L} + \frac{1}{L - d_1} \right] = \frac{\mu b}{2\pi} \left[\frac{1}{d_2} + \frac{1}{d_2 + d_1} + \frac{1}{2L - d_1 - d_2} + \frac{1}{2L - 2d_1 - d_2} + \frac{1}{2L - 2d_1 - 2d_2} \right]$$

Si l'on suppose en première approximation que l'empilement reste plan, on peut ainsi calculer de proche en proche la position d'équilibre de toutes les dislocations, quand on connaît la contrainte de départ $\bar{\sigma}_m$ et la distance d'arrêt L de la première boucle.

$\bar{\sigma}_m$ est la limite élastique microscopique, et l'on peut prendre pour L la valeur moyenne de la demi-longueur des lignes de glissements.

Les calculs ont été effectués à la machine pour les deux cas suivants :

$$\begin{cases} L = 450\,000\,b \\ \bar{\sigma}_m = 2,2750\,K_g/mm^2 \end{cases} \quad \begin{cases} L = 250\,000\,b \\ \bar{\sigma}_m = 2,200\,K_g/mm^2 \end{cases}$$

qui correspondent respectivement aux observations faites à -80°C et -40°C .

La figure 92 donne l'espacement des dislocations en fonction de leur ordre d'émission, et la figure 93 la variation de la contrainte appliquée en fonction du nombre de dislocations empilées.

Puisque l'on connaît la position de toutes les dislocations, on peut aussi calculer la déformation produite et la consolidation.

En effet, chaque boucle qui s'arrête à la distance ℓ produit un cisaillement (figure 94)

$$\Delta \gamma = \frac{b}{h_0} \times \frac{2\ell}{a/\sin \psi_0}$$

avec

ℓ_0 : longueur initiale

ψ_0 : angle entre l'axe de traction et la normale au plan

b : vecteur de Burgers

a : largeur de l'échantillon supposé carré.

Pour les deux cas envisagés précédemment, nous avons effectivement trouvé une consolidation dont l'ordre de grandeur est compatible avec l'expérience.

VII.4.4 - Limite élastique - déblocage mutuel de deux empilements voisins

Afin de mieux analyser ce déblocage, regardons comment se forment deux empilements voisins : pour une certaine contrainte σ_1 une première source s'active puis se bloque (figure 95). Entre σ_1 et σ_2 les dislocations commencent à s'accumuler dans ce premier empilement (figure 96). Lorsque la contrainte atteint σ_2 , la deuxième source s'active puis se bloque. Si cette deuxième source est dans le proche voisinage de la première, elle subit les interactions élastiques des dislocations déjà présentes et de ce fait, tend à se bloquer au niveau de la tête du premier empilement (figure 97). Puis, au fur et à mesure que la contrainte augmente, les dislocations s'empilent et s'attirent graduellement (figure 98).

Il est clair que dans ces conditions, les interactions élastiques déplacent beaucoup plus les dislocations de tête d'empilement que celles de queue. Néanmoins, lorsque la composante sur le plan de base, de ces interactions, est capable de déplacer les dislocations de tête sur des distances très grandes, elle est encore suffisante pour écarter celles de queue du plan de la source (figure 99).

Dès lors, le déblocage est assuré car la contrainte en retour sur la source diminue, et une nouvelle boucle peut être émise.

Cette nouvelle boucle, poussée par la contrainte appliquée éloigne encore au passage les dislocations de queue du plan de la source (figure 100) et l'ensemble du mécanisme peut recommencer.

On voit ainsi que la limite élastique macroscopique du glissement prismatique est atteinte lorsque la composante sur le plan de base des interactions élastiques de deux empilements voisins est égale à la limite élastique macroscopique du glissement basal.

Cette description est bien sûr un peu simplifiée car dans le raisonnement précédent, on a négligé la composante sur le plan de base des interactions mutuelles des dislocations appartenant à un même empilement.

Ceci peut paraître grave car a priori, cette composante basale semble menacer la stabilité des empilements semblables à celui schématisé figure 98 par exemple. Mais en réalité, cette composante d'interaction n'a qu'un rôle assez mineur, car elle ne fait que disperser légèrement les dislocations de l'empilement.

En effet, lors de la construction de l'empilement, si la dislocation de tête est déviée en-dessous du plan prismatique de la source par exemple, la composante sur le plan de base des interactions qu'exerce cette première dislocation sur la seconde est telle, que cette dernière sera déviée au-dessus du plan de la source. La troisième dislocation émise sera déviée à nouveau en-dessous de ce plan, la quatrième au-dessus, et ainsi de suite. De plus, comme nous l'avons déjà remarqué précédemment, les dislocations vis qui sont très longues suivent nécessairement les oscillations du champ des contraintes internes.

Sous l'action de ce deuxième type d'interaction, les dislocations vis ont tendance à prendre une forme d'équilibre qui oscille de part et d'autre du plan de la source, ce qui minimise beaucoup l'effet dispersif décrit précédemment.

En résumé, on voit donc que les interactions sont très complexes, que l'empilement des vis est relativement stable, et que la contribution au déblocage due aux interactions mutuelles entre dislocations d'un même empilement n'est pas très importante.

Continuant à ne tenir compte que des interactions entre deux empilements voisins, nous allons maintenant montrer que pour une contrainte appliquée sur le plan prismatique égale à la limite élastique macroscopique sur ce plan, la composante sur le plan de base du champ de contrainte exercée par un empilement est capable "d'induire" du glissement basal sur une distance suffisante pour débloquer les dislocations d'un empilement voisin.

Connaissant la longueur de la ligne de glissement, la contrainte qui l'a déclenché, et la contrainte de fin d'essai, nous avons déterminé au paragraphe précédent, la position de toutes les dislocations.

Il est alors très simple de dresser la carte du champ de contrainte des empilements correspondant à la limite élastique macroscopique observée expérimentalement. C'est ce que nous avons fait pour les deux cas envisagés précédemment (figures 101 et 102) (les contraintes des lignes de niveau sont en kg/mm²).

Sur ces cartes, on constate effectivement que la composante sur le plan de base de ces champs de contrainte est suffisante pour déclencher le glissement basal à une distance comparable à celle qui sépare deux empilements voisins.

Il faut également observer sur ces cartes, que la contrainte en tête d'empilement est relativement faible malgré le grand nombre de dislocations empilées.

Remarque

Dans le mode d'empilement proposé, les dislocations se bloquent par dissociation sur le plan de base, au fur et à mesure qu'elles sont émises. La configuration ne se resserre donc pas quand la contrainte appliquée augmente, contrairement à ce qui se produit lors de la construction de l'empilement classique.

Cet empilement est donc beaucoup plus lâche que celui envisagé habituellement, et par conséquent, les cartes du champ sont assez différentes. En particulier, le calcul montre que la composante parallèle au plan prismatique des interactions élastiques exercées sur la dislocation de tête, est de l'ordre de 400 kg/mm² pour l'empilement classique, alors qu'elle n'atteint pas 10 kg/mm² avec l'empilement proposé.

Comme aucun obstacle non visible au microscope électronique ne saurait résister à 400 kg/mm², il est clair que les dislocations ne se sont pas empilées suivant le processus classique.

VII.5 - INTERPRETATION DES DIVERS STADES DE CONSOLIDATION

VII.5.1 - Stade I

Nous avons vu au paragraphe précédent que la limite élastique macroscopique correspondait au déblocage mutuel de deux empilements voisins. Le stade I, qui lui succède immédiatement, commence donc avec la seconde génération de dislocations.

Cette seconde génération interagit avec toutes les grandes dislocations vis laissées par la première. Celles de tête s'annihilent nécessairement avec les nouvelles dislocations de l'autre empilement en donnant naissance à des configurations de glissement dévié double. Celles de queue

s'éloignent du plan de la source et tendent à suivre le sort des premières au fur et à mesure que défilent les générations (figure 103). Ceci explique que les traces de glissement basal recouvrent progressivement tout l'échantillon.

Dans ce stade, la consolidation provient surtout des débris laissés sur le plan de base. Au début de la déformation, ils ne sont pas très nombreux et leur franchissement ne ralentit que très peu les dislocations mobiles, il n'y a donc pratiquement pas d'effet de la vitesse de déformation sur la contrainte d'écoulement. Puis, petit à petit leur densité augmente et leur influence sur la vitesse devient de plus en plus sensible. Ceci peut expliquer que l'on observe une forte diminution du volume d'activation apparent quand la déformation augmente.

Le niveau de la contrainte d'écoulement dans ce stade I n'est donc pas fixé uniquement par le mécanisme de déblocage précédemment décrit, mais dépend aussi des interactions à grande et à courte distance exercées par les débris sur les dislocations mobiles.

Comme nous l'avons expliqué au paragraphe III.2.3, la mesure des grandeurs d'activation est dans ce cas complètement illusoire. C'est pourquoi nous n'avons pas cherché à établir un modèle quantitatif pour rendre compte du stade I.

VII.5.2 - Stade II

Le stade II observé pour le glissement prismatique du béryllium présente de nombreuses analogies avec le stade II des métaux cubiques à faces centrées ; la consolidation forte de l'ordre de $\frac{\mu}{150}$ dépend peu de la température. La densité de dislocations augmente beaucoup avec l'écrouissage. Les lignes de glissement appartiennent pour la plus large majorité au système primaire, celles correspondant au système secondaire sont relativement courtes et groupées en bandes.

Comme l'hypothèse de la dissociation sur le plan prismatique renforce encore cette analogie. Il semble donc que ce stade soit contrôlé par un mécanisme analogue à celui qui contrôle le stade II des métaux cubiques à faces centrées.

Parmi tous les modèles proposés, celui de Hirsh (63) nous paraît être le plus prometteur. La modification et la vérification de ce modèle nécessiterait une étude très longue comportant beaucoup de microscopie électronique et de mesures de lignes de glissement.

VII.5.3 - Stade III

Nous ne possédons pas encore assez d'informations pour tirer des conclusions précises sur le stade III.

Néanmoins, on peut dire que ce stade est normalement activé. De plus, il semble que la loi de Cottrell Stokes soit assez bien vérifiée dans ce stade, au moins à la température ambiante. En effet, les sauts de charge correspondant aux sauts de vitesse que nous avons effectués tout au long de ce stade, sont proportionnels à la contrainte appliquée (figure 104).

Cette remarque permet déjà d'exclure tous les mécanismes faisant intervenir des obstacles dont la densité n'augmente pas au cours de la déformation, comme par exemple la force de Peierls et les précipités.

VIII - DISSOCIATION DES DISLOCATIONS DE VECTEUR DE BURGERS $\vec{a}$ SUR LES PLANS PRISMATIQUES (1 0 $\bar{1}$ 0) ET GENERALISATION DU MODELE AUX AUTRES METAUX HEXAGONAUX

Le modèle que nous venons d'exposer repose sur l'hypothèse que les dislocations de vecteur de Burgers $\vec{a}$, que l'on considère habituellement dissociées sur le plan de base, peuvent aussi se dissocier sur les plans prismatiques (10 $\bar{1}$ 0). Nous allons donc examiner dans ce chapitre les différentes dissociations que l'on peut envisager sur les plans prismatiques. Puis, nous comparerons celle qui nous paraît être la plus probable, avec la dissociation classique sur le plan de base.

Nous généraliserons alors le modèle pour le glissement prismatique des autres métaux hexagonaux, et l'étendrons enfin au glissement pyramidal de première espèce.

VIII.1 - DISSOCIATION DES DISLOCATIONS $\vec{a}$ SUR LES PLANS PRISMATIQUES

D'une façon très générale, lorsque l'on dissocie une dislocation parfaite en deux imparfaites, on récupère de l'énergie élastique si la somme des self-énergies des deux imparfaites et de leur énergie d'interaction est inférieure à la self-énergie de la parfaite, mais on en dépense pour créer le ruban de faute. La dissociation n'est donc possible que si la force de répulsion entre les parties est suffisante, et si l'énergie de faute n'est pas trop élevée.

Les translations qui correspondent à des fautes d'énergie faible amènent les atomes du réseau cristallin dans des positions d'énergie basse. Ces positions peuvent être soit déduites du modèle de sphère dure, soit suggérées par les déplacements correspondant au maillage ou aux transformations de phase.

Rosembaum (12), puis Tyson (22) ont déduit du modèle de sphère dure la dissociation :

$$\frac{1}{3} \cdot [11\bar{2}0] \longrightarrow \frac{1}{18} [24\bar{6}3] + \frac{1}{18} [42\bar{6}\bar{3}]$$

Ces imparfaites joignent les sommets du tétraèdre de Thomson au centre de gravité des faces non basales, et sont l'équivalent sur les plans prismatiques "ondulés" des dislocations de Schockley du plan de base (figure 105). Cependant, la faute qui leur est associée a probablement une énergie prohibitive car elle correspond à la formation de rangées de vides, et modifie le nombre des premiers voisins (figure 106).

Comme le maillage n'est jamais observé sur les plans prismatiques, le type de faute correspondant est à rejeter. Il reste donc à envisager la transformation de phase.

La transformation h.c $\longrightarrow$ c.f.c conduit à la dissociation classique sur le plan de base et ne met en lumière aucune corrélation simple entre les plans prismatiques de la structure hexagonale et ceux du cubique à faces centrées.

Dans la transformation h.c $\longrightarrow$ c.c au contraire, deux familles de plans prismatiques (1 0 $\bar{1}$ 0) h.c se transforment en plans (1 1 2) c.c et la troisième en plans (1 1 0) c.c (figure 107).

Aucune translation simple ne permettant de faire coïncider un plan prismatique avec un plan (1 1 0) c.c., on ne peut envisager de faute de ce type.

Cette opération est par contre possible pour les plans (1 1 2) du cubique centré. En effet; les atomes de ces plans (1 1 2) sont situés aux nœuds d'un réseau rectangulaire de côté "a", et $a\sqrt{\frac{8}{3}}$, comme ceux des plans prismatiques (1 0 $\bar{1}$ 0) lorsque le rapport $\frac{c}{a}$ est idéal ($\sqrt{\frac{8}{3}}$). Ceci n'apparaît que si l'on remplace le plan "ondulé" considéré habituellement par deux plans distincts (figure 108).

Par simple translation, on peut donc transformer l'empilement de deux plans (1 0 $\bar{1}$ 0) h.c en celui de deux plans (1 1 2) c.c. La faute ainsi obtenue, peut être produite par la translation soit d'un plan B sur un plan A, soit d'un plan C sur un plan B. Les dissociations respectives sont :

$$\begin{aligned}\bar{a} &\longrightarrow \frac{\bar{a}}{6} + \frac{5\bar{a}}{6} \\ \bar{a} &\longrightarrow \frac{\bar{a}}{3} + \frac{2\bar{a}}{3}\end{aligned}$$

Ces dissociations, appliquées au cubique centré, donnent une faute correspondant à la phase hexagonale. La seconde, qui n'est autre que celle proposée par Cottrell et Bilby (64), correspond aussi à la formation d'une couche maclée sur les plans (112).

Comme elle implique une répulsion plus grande entre les partielles et perturbe moins le réseau, elle paraît être la plus probable.

VIII. 1. 1 - Comparaison de la dissociation $a \longrightarrow \frac{\bar{a}}{3} + \frac{2\bar{a}}{3}$ sur les plans prismatiques avec la dissociation classique sur le plan de base

Pour la structure hexagonale compacte Foreman (7) d'une part a calculé en élasticité anisotrope l'énergie des dislocations $\bar{a}$, Eshelby (9) et Chou (8) d'autre part ont obtenu le champ de contrainte des dislocations vis et coin. En utilisant leurs résultats, on peut déduire le bilan énergétique ΔE pour la dissociation proposée, et pour la dissociation classique sur le plan de base.

Dans tous les cas, ce bilan est de la forme (cf. Annexe)

$$\Delta E = A \text{Log} \frac{A}{e r_0 \gamma}$$

e : base des logarithmes

r₀ : rayon de cœur des dislocations

γ : énergie de faute

A : dépend des constantes élastiques et des cas envisagés

Le tableau ci-dessous donne les valeurs de A pour les dislocations vis et coin.

Nature	dissociation sur (10 $\bar{1}$ 0)	dissociation sur (0001)
Vis	$A_p = \frac{k_s}{g\pi} b^2$	$A_B = \frac{b^2}{2\pi} \left[\frac{k_s}{4} - \frac{k_e}{12} \right]$
Coin	$A'_p = \frac{k_{ep} b^2}{g\pi}$	$A'_B = \frac{b^2}{2\pi} \left[\frac{k_e}{4} - \frac{k_s}{12} \right]$

$$k_s = \left[\frac{1}{2} C_{44} (C_{11} - C_{12}) \right]^{1/2}$$

$$k_e = (\bar{C}_{11} + C_{13}) \left[\frac{C_{44} (\bar{C}_{11} - C_{13})}{C_{33} (\bar{C}_{11} + C_{13} + 2C_{44})} \right]$$

avec $\bar{C}_{11} = (C_{11} C_{33})^{1/2}$

$$k_{ep} = \frac{C_{11}^2 - C_{12}^2}{2 C_{11}}$$

La dissociation n'existe que si ΔE est positif, c'est-à-dire si l'énergie de faute est inférieure à la valeur limite γ_p max. telle que $\gamma = \gamma_p$ max entraîne $\Delta E = 0$.

Pour démontrer que la dissociation sur le plan prismatique peut exister, il faudrait calculer γ_p et vérifier que $\gamma_p < \gamma_p$ max. Néanmoins, sans effectuer ce calcul, on peut se rendre compte que la dissociation proposée est très probable car γ_p max est particulièrement élevé. En effet, si l'on admet que le rayon de cœur est de l'ordre de 1 b (cf. annexe), le calcul élastique montre que γ_p max est de l'ordre de $\frac{\mu b}{75}$, et l'on peut remarquer que cette valeur est supérieure aux estimations de l'énergie interfaciale liquide solide qui pour la plupart des métaux sont de l'ordre de $\frac{\mu b}{200}$ (65). Comme le désordre provoqué par la faute est sûrement inférieur à celui de l'interface liquide solide, il semble donc que la dissociation proposée puisse exister.

D'autre part, on peut comparer directement la dissociation proposée sur le plan prismatique avec la dissociation classique sur le plan de base puisqu'une dislocation vis peut en principe se dissocier sur l'un ou l'autre de ces plans.

Regardons par exemple le rapport $\frac{\Delta E_p}{\Delta E_b}$ des gains d'énergie par dissociation. De la formule précédente, on tire :

$$\frac{\Delta E_p}{\Delta E_b} = \frac{A_p}{A_b} \times \frac{1}{\log \frac{\gamma_{b \max}}{\gamma_b}} \times \left[\log \frac{A_p}{A_b} + \log \frac{\gamma_{b \max}}{\gamma_b} - \log \frac{\gamma_p}{\gamma_b} \right]$$

avec $\frac{A_b}{A_p} = \frac{9}{8} \left[1 - \frac{k_e}{3k_s} \right]$

Pour $\gamma_b = 0,8 \gamma_b$ max nous avons porté $\frac{\Delta E_p}{\Delta E_b}$ en fonction de $\frac{\gamma_p}{\gamma_b}$ pour plusieurs métaux hexagonaux (figure 109).

Ces courbes montrent que pour une même valeur de la tension de faute $\frac{\gamma_p}{\gamma_b} = 1$; la dislocation vis gagne toujours plus d'énergie en se dissociant sur le plan prismatique que sur le plan de base.

Il faut aussi remarquer que ce fait est extraordinairement prononcé pour le thallium.

En conclusion, on voit donc que du point de vue élastique, il est encore plus raisonnable d'envisager la dissociation proposée sur le plan prismatique, que la dissociation classique, sur le plan de base.

VIII. 2 - GENERALISATION DU MODELE DE LIMITE ELASTIQUE PROPOSE AU GLISSEMENT PRISMATIQUE DES AUTRES METAUX HEXAGONAUX

Le modèle que nous avons proposé pour expliquer le comportement du béryllium suppose que le glissement dévié des dislocations vis du plan prismatique sur le plan de base est un mécanisme

plus facilement activable que le passage inverse. Ceci n'est vrai que lorsque le rapport $\frac{\gamma_P}{\gamma_B}$ des énergies de faute sur le plan prismatique et sur le plan de base est contenu dans un certain domaine (cf. annexe). Nous allons maintenant supposer que ce n'est pas toujours le cas, et généraliser ainsi le modèle proposé.

Cette généralisation serait bien sûr beaucoup plus intéressante si l'on connaissait effectivement les énergies des fautes sur le plan de base et sur le plan prismatique. Hélas, ces énergies ne sont pas mesurables expérimentalement et leur estimation théorique est un problème de physique du solide très difficile. Récemment, Blandin, Friedel et Saada (66) ont résolu ce problème pour l'énergie de faute sur le plan de base de quelques hexagonaux. Leur calcul, bien que très élégant, ne peut malheureusement pas être adapté facilement à la détermination de l'énergie de faute sur le plan prismatique, car contrairement à la faute basale, la faute prismatique entraîne une légère dilatation du réseau et modifie les distances entre premiers voisins.

Faute de valeurs précises, on ne peut donc soutenir de discussion quantitative. Néanmoins, en s'appuyant sur la présence ou l'absence de la transformation de phase hexagonale compact-cubique centré, on peut développer quelques arguments qui étayent solidement l'hypothèse de la dissociation $b \rightarrow \frac{b}{3} + \frac{2b}{3}$, et permettent d'expliquer qualitativement la facilité relative du glissement basal et du glissement prismatique dans les différents métaux hexagonaux.

En effet, remarquons d'abord que dans les alliages cobalt-nickel qui présentent la transformation h.c $\rightarrow$ c.f.c. les dislocations $\bar{a}$ sont d'autant plus dissociées sur le plan de base que la température de transformation est voisine de l'ambiante (67).

Par analogie, on peut penser que dans les métaux qui présentent la transformation h.c $\rightarrow$ c.c l'énergie de la faute sur le plan prismatique doit être d'autant plus faible que la température de transformation est voisine de celle de l'essai.

Comme il n'y a aucune raison pour que la température de cette transformation influe sur l'énergie de la faute basale, on peut déduire que la facilité relative du glissement basal et du glissement prismatique doit être liée à ce paramètre par l'intermédiaire de l'énergie de faute.

Mais ce critère du voisinage de la température de l'essai n'est pas suffisant, car un écart de 10° par exemple n'a pas la même importance dans tous les métaux. Il faut aussi tenir compte de la résistance des liaisons atomiques. Comme celle-ci est d'autant plus faible que la température de fusion est voisine de celle de l'essai, on conçoit que le rapport $\frac{T_t}{T_f}$ de la température de transformation à celle de fusion soit un critère mieux adapté pour comparer les énergies de faute.

Ainsi, dans les métaux qui ne présentent pas cette transformation, les dislocations sont probablement très peu dissociées sur le plan prismatique, l'énergie d'activation du blocage est donc très faible, voire nulle. Dès que les boucles sont émises, elles se bloquent donc par dissociation sur le plan de base. Pour continuer la déformation, il faut que ces parties bloquées redévient sur le plan prismatique, ce qui réclame alors beaucoup d'énergie. Par conséquent, on peut prévoir que pour cette catégorie de métaux, le glissement prismatique sera fortement activé et plus difficile que le glissement basal, et ce d'autant plus que le rapport des énergies de faute $\frac{\gamma_B}{\gamma_P}$ est grand.

Inversement, pour les métaux dont le rapport $\frac{T_t}{T_f}$ est petit, les dislocations sont largement dissociées sur les plans prismatiques. Les boucles émises sur les plans prismatiques ne dévient donc pas sur le plan de base, et le glissement prismatique est assez facile. Si les dislocations sont aussi largement dissociées sur le plan de base, le glissement basal est aussi un mode facile. Par contre, si les dislocations sont peu dissociées sur le plan de base, elles se bloquent par dissociation sur le plan prismatique et le glissement basal est alors un mode difficile.

Enfin, dans les métaux où le rapport $\frac{T_t}{T_f}$ est voisin de 1, les dislocations sont peu dissociées sur les plans prismatiques et si elles ne sont pas non plus très dissociées sur le plan de base, les deux modes de glissement sont sensiblement équivalents.

Cette prédiction est en excellent accord avec toutes les observations faites sur le glissement des métaux hexagonaux. En effet, le glissement prismatique est très difficile dans les métaux tels que le cadmium, le zinc, le cobalt, le magnésium, qui ne présentent pas la transformation h.c $\rightarrow$ c.c. Il est presque aussi facile que le glissement basal pour le béryllium, le rhénium et l'yttrium, où cette transformation est voisine du point de fusion. Enfin, il devient le glissement prépondérant pour le titane, le zirconium et le hafnium, où le rapport $\frac{T_t}{T_f}$ est faible.

Remarquons que ce modèle plus général n'implique pas nécessairement que la limite élastique macroscopique en glissement prismatique présente une "bosse" dans sa variation, en fonction de la température. En effet, il ne peut y avoir de remontée de la limite élastique avec la température que si l'énergie d'activation du mécanisme de blocage est inférieure à celle du déblocage. Mais dans le cas plus particulier où le mécanisme de blocage n'est pas activé thermiquement, la limite élastique macroscopique diminue régulièrement quand la température augmente depuis le zéro absolu. Cette variation doit être d'autant plus importante que les dislocations sont fortement dissociées sur le plan de base. Ceci peut être le cas, lorsque les dislocations sont largement dissociées sur le plan de base et ne le sont pas, ou très peu, sur le plan prismatique (cf. Annexe).

VIII. 2. 1 - Extension au glissement pyramidal de première espèce

L'analyse que nous venons de faire pour le glissement prismatique peut être étendue sans difficulté au glissement pyramidal de première espèce, qui fait intervenir des dislocations de même vecteur de Burgers que le glissement prismatique.

Il semble toutefois qu'une dissociation éventuelle des dislocations de vecteur de Burgers $\bar{a}$ sur les plans (10 $\bar{1}1$) ne puisse être proposée, aussi simplement. Mais il ne faut pas pour autant rejeter cette hypothèse, car si l'on envisage des largeurs très étroites, la dissociation devient plutôt un aplatissement du cœur dans certaines directions, et pour ce genre de problème, le modèle de sphères dures, le maclage et les transformations de phase ne peuvent plus guère servir de guide.

Si la limite élastique macroscopique du glissement pyramidal de première espèce diminue régulièrement quand la température augmente depuis le zéro absolu, on peut en déduire, selon notre modèle, que la déviation des dislocations vis du plan pyramidal sur le plan de base n'est pas activée thermiquement.

Remarquons que ceci est précisément le cas lorsque les dislocations sont très peu ou pas dissociées sur le plan pyramidal de première espèce.

VIII. 2. 2. - Extension au glissement pyramidal de deuxième espèce et aux autres modes

Si, comme l'a fait remarquer Escaig (61), on tient compte de la variation de largeur de dissociation que provoque la contrainte appliquée, on peut étendre l'idée du blocage par déviation d'un plan pyramidal à un autre, aux dislocations $\vec{c} + \vec{a}$ des métaux hexagonaux, et d'une façon plus générale à toutes les dislocations dissociées des autres structures.

En extrapolant un peu les calculs de l'annexe, on peut se rendre compte que pour ces deux cas, l'énergie d'activation du blocage serait relativement faible et que le déblocage serait probablement contrôlé par un mécanisme du type de celui proposé par Friedel.

D'autre part, l'idée du blocage par dissociation peut permettre de comprendre pourquoi on observe seulement un nombre très limité de systèmes de glissement dans tous les cristaux.

En effet, supposons par exemple qu'il existe sur un plan d'indices élevés où les dislocations ne sont pas dissociées une portion coin de grande longueur. Sous l'effet de la contrainte appliquée, cette portion coin se courbe et le glissement démarre. Dès que cette source atteint le demi-cercle, il apparaît une partie vis qui dévie et se dissocie sur le plan où la dissociation est maximale.

Si la contrainte sur ce plan de déviation est suffisante, la dislocation s'y propage et ne revient plus sur le plan de départ. Par contre, si la contrainte sur ce plan de dissociation maximale n'est pas suffisante, il y a blocage. Pour continuer la déformation, il faut alors redévier la dislocation sur le plan de départ. Mais si les dislocations peuvent aussi se dissocier sur un autre plan que celui du blocage, il est alors plus facile de redévier sur ce troisième plan et par conséquent, la dislocation ne reviendra pas non plus sur le plan de départ.

Ainsi donc, si l'on suppose que dans tous les métaux hexagonaux les dislocations $\vec{a}$ sont dissociées sur le plan de base et sur le plan prismatique, on comprend que le glissement de ces dislocations ne soit effectivement observé que sur ces deux types de plan. Pour rendre compte des quelques cas où l'on observe aussi du glissement pyramidal de première espèce, il suffit de supposer que les dislocations sont également dissociées sur ces plans avec une largeur de dissociation très voisine.

Ce raisonnement peut aussi s'appliquer aux dislocations $\vec{c} + \vec{a}$.

En effet, si l'on suppose que celles-ci ne sont dissociées que sur les plans pyramidaux de seconde espèce, on comprend pourquoi ces dislocations ne glissent que sur ce type de plan. Remarquons de plus que dans ce cas, le glissement dévié d'un plan pyramidal de deuxième espèce sur un autre est activé thermiquement à cause des énergies de pincement et de la compression du ruban de faute de la dislocation dissociée sur le plan de départ. Ceci laisse donc prévoir qu'il puisse aussi exister une remontée de la limite élastique macroscopique pour le glissement pyramidal de seconde espèce. Et c'est précisément ce que Vreeland (103) a très récemment observé sur des monocristaux de zinc.

L'extension de ces idées aux dislocations de la structure cubique à faces centrées permettrait peut-être d'expliquer la remontée (105, 106), ou le palier (107) de la limite élastique observé à basse température pour le glissement sur les plans (111) du plomb.

En généralisant ainsi ce modèle, on rejoint en quelque sorte le courant d'idée actuel qui tend à montrer que tous les modes de glissements observés correspondent soit à une dissociation, soit à un aplatissement du cœur des dislocations, plutôt qu'à une force de Peierls Nabarro faible.

VIII. 3 - ESSAIS PRELIMINAIRES SUR LE GLISSEMENT NON BASAL DU MAGNESIUM

VIII. 3. 1 - Introduction

Nous avons déjà résumé au paragraphe IV. 4. 1 les principaux résultats publiés sur le glissement non basal des monocristaux de magnésium. Rappelons seulement ici que ces informations sont assez contradictoires car tous les expérimentateurs n'observent pas les mêmes systèmes de glissement.

Il y a de plus un désaccord profond entre les résultats des chercheurs américains (50) (51) qui trouvent des limites élastiques élevées, et ceux des japonais (52) qui obtiennent des valeurs beaucoup plus basses, et observent un premier stade à consolidation forte.

Néanmoins, tous sont d'accord pour reconnaître que le glissement non basal du magnésium est fortement activé et que les lignes de glissement sont très sinueuses à haute température.

A plus basse température, les résultats publiés sont beaucoup plus rares, cependant, Dorn, d'une part, et Reed Hill d'autre part, trouvent une limite élastique macroscopique d'environ 10 kg/mm² à l'azote liquide. Comme la limite élastique macroscopique du glissement basal à cette même température n'est que de 100 g/mm², on peut remarquer qu'il suffit que le plan de base soit à 15 minutes d'arc de l'axe de traction pour que l'on déclenche simultanément les deux modes de glissement.

Reed Hill et Dorn ne garantissant pas leur orientation à mieux que 1°, et ayant tous deux observé du glissement basal, des macles et du glissement pyramidal en plus du glissement prismatique, nous avons pensé que peut-être, la limite élastique était masquée par la désorientation du plan de base, comme dans les expériences de Greetham et Martin sur le béryllium. Aussi, il nous a paru utile de refaire quelques essais à l'azote liquide sur des échantillons particulièrement bien orientés (plan de base à quelques minutes de l'axe de traction).

RESULTATS

Les deux essais réussis dans ces conditions nous ont donné une courbe effort déformation assez arrondie sur laquelle il est très difficile de préciser la limite élastique. Les courbes résolues (figure 110) sont par conséquent assez imprécises ; elles indiquent cependant très clairement qu'un important stade à consolidation forte précède encore l'écoulement macroscopique à la température de l'azote liquide.

Mais, compte tenu de l'orientation très précise de l'un au moins, de ces échantillons, on peut conclure que ce stade n'est pas dû au glissement basal.

D'autre part, sur la face perpendiculaire au plan de base de ces échantillons peu déformés, nous avons observé quelques lignes de glissement prismatique courtes, et des traces plus abondantes de glissement pyramidal.

Ces quelques expériences préliminaires ne permettent pas encore de préciser le modèle général proposé dans le cas particulier du magnésium, et d'importants travaux sont encore nécessaires pour cela.

Les techniques expérimentales sont maintenant au point, et Stohr (68), qui continue cette étude, a obtenu des résultats encourageants.

VIII. 3.2 - Compatibilités des résultats avec le modèle

Nous supposons comme hypothèse de travail que les dislocations sont très peu dissociées sur le plan prismatique et sur le plan pyramidal, et que par contre, elles le sont plus largement sur le plan de base.

Dans ces conditions, on peut penser que le passage du plan prismatique ou du plan pyramidal sur le plan de base n'est pas activé thermiquement. La limite élastique serait alors contrôlée par le passage inverse et devrait donc décroître de façon monotone.

Cette hypothèse expliquerait pourquoi le glissement pyramidal de première espèce, et le glissement prismatique, sont toujours observés simultanément dans le magnésium.

De plus, on peut remarquer que la variation avec la température de la limite élastique en glissement "non basal" du magnésium est très voisine de celle du glissement des métaux cubiques centrés pour lesquels on suppose aussi que la limite élastique est contrôlée par le désancrage de dislocations bloquées par dissociation. En effet, le magnésium a un module de cisaillement très faible, et la contrainte d'écoulement à l'azote liquide (10 kg/mm²), est sensiblement équivalente à 100 kg/mm² pour du fer par exemple.

Ceci est certes assez encourageant, mais quelques expériences à très basse température sont encore indispensables pour comprendre ces phénomènes.

VIII. 3. 3. - Suggestions

Pour vérifier la généralité du modèle proposé, nous pensons qu'il serait intéressant d'étudier le glissement prismatique du rhénium et de l'yttrium, car ces métaux présentent comme le béryllium la transformation h.c. $\longrightarrow$ c.c. très près du point de fusion. On peut donc penser que la limite élastique en glissement prismatique présente peut-être dans ces métaux une "bosse" assez semblable à celle du béryllium.

Dans l'optique de notre modèle, le glissement prismatique du cobalt serait aussi très intéressant à étudier, car dans ce métal, les dislocations $\bar{a}$ sont très largement dissociées sur le plan de base;

Mais la meilleure preuve de notre modèle serait, bien entendu, de voir cette dissociation sur les plans prismatiques.

On peut espérer faire une telle observation sur des alliages pour lesquels la transformation h.c. $\longrightarrow$ c.c. s'effectue soit à une température peu supérieure à l'ambiante, soit pour une très petite variation de concentration. Ces deux types d'alliage sont hélas très rares. En effet, seul le thallium et ses alliages présentent la transformation h.c. $\longrightarrow$ c.c. à basse température. En particulier, dans les alliages thallium indium, riches en indium, cette transformation existe au voisinage de l'ambiante.

Les alliages du second type sont encore plus rares, et seul l'alliage Mg-Li contenant environ 18 % de lithium paraît intéressant. Ces deux possibilités sont malheureusement des cas très difficiles pour la microscopie électronique.

Nous avons néanmoins commencé la mise au point de la préparation des lames minces de thallium-indium, et malgré les très grosses difficultés rencontrées (oxydation, absorption, toxicité, malléabilité...), nous espérons pouvoir mener à bien une étude approfondie aussi bien du côté hexagonal compact que du côté cubique centré.

CONCLUSION

En conclusion, dans ce travail, nous avons montré que si le glissement basal du béryllium est identique au glissement basal facile des autres métaux hexagonaux, le glissement prismatique au contraire présente dans le béryllium un caractère très particulier.

Le fait le plus marquant que nous ayons observé est la remontée de la limite élastique macroscopique avec la température dans le domaine -100°C $+20^{\circ}\text{C}$. Les observations faites dans le microstade de consolidation qui précède cette limite élastique apparente ont permis d'établir un modèle de blocage par déviation des dislocations vis qui explique cette remontée.

Ce modèle suppose que les dislocations de vecteur de Burgers $\bar{a} \frac{1}{3} \langle 11\bar{2}0 \rangle$ que l'on considère habituellement dissociées sur le plan de base peuvent aussi se dissocier sur les plans prismatiques. L'examen de cette hypothèse nous a conduits à proposer une dissociation sur ces plans qui correspond à une faute liée à la transformation de phase hexagonal compact $\longrightarrow$ cubique centré. Comme l'énergie de cette faute doit dépendre de la température de cette transformation, on peut en déduire que la facilité relative du glissement basal et du glissement prismatique doit être liée à ce paramètre. Cette prédiction est en excellent accord avec tous les résultats connus, et l'idée du blocage par déviation peut être étendue aux autres modes de glissement.

ANNEXE

Dans le premier chapitre de cette annexe, nous rappelons d'abord le calcul de l'énergie d'une dislocation parfaite dans un cristal, en insistant tout particulièrement sur la notion de rayon de cœur. Nous établissons ensuite le bilan énergétique de la dissociation, et montrons ainsi que l'on peut raisonnablement envisager des dissociations très étroites.

Dans le second chapitre, nous calculons l'énergie nécessaire pour dévier une portion L de dislocation, du plan prismatique sur le plan de base. Nous en déduisons que cette déviation est automatique lorsque les dislocations ne sont dissociées que sur le plan de base, et que par contre, elle peut être thermiquement activée lorsque les dislocations sont aussi dissociées sur le plan prismatique.

Dans le troisième chapitre, nous examinons alors le passage inverse (du plan de base sur le plan prismatique).

Enfin, dans le dernier chapitre, nous discutons les calculs précédents.

I - ENERGIE D'UNE DISLOCATION PARFAITE

I.1 - DEFINITION DE LA DISLOCATION PARFAITE

La façon la plus générale de créer mathématiquement une ligne L de dislocation dans un cristal est d'effectuer la succession des opérations suivantes :

- 1°) Couper le cristal suivant une surface s bordée par la ligne de dislocation L
- 2°) Translater les deux surfaces lèvres de la coupure, l'une par rapport à l'autre d'une quantité égale au vecteur de Burgers de la dislocation.
- 3°) Eventuellement remplir de matière les vides ainsi créés (ou enlever l'excédent de matière)
- 4°) Recoller les lèvres de la coupure et enlever les forces extérieures appliquées durant l'opération.

I.2 - ENERGIE DE FORMATION D'UNE DISLOCATION

L'énergie emmagasinée dans le cristal par cette succession d'opérations est celle dépensée pour déplacer les deux surfaces de la coupure l'une par rapport à l'autre. C'est-à-dire, celle nécessaire pour lutter d'une part contre les contraintes exercées par la dislocation elle-même sur la surface de coupure (terme de self énergie), et d'autre part, contre toutes les autres contraintes d'origine extérieure à la dislocation qui s'appliquent sur cette même surface (terme d'interaction).

Le terme d'interaction W_i peut en général être calculé sans peine, puisqu'en principe les contraintes appliquées sont connues et finies ; il est de la forme :

$$W_i = \iint_S (\bar{\sigma}' \cdot b) ds$$

Le terme de self énergie W_s est au contraire très difficile à préciser car les déplacements des atomes provoqués par la dislocation, ne sont élastiques qu'au-delà d'un certain rayon r_c dit rayon de cœur. En deça de ce rayon, les perturbations qu'apporte la dislocation ne suivent plus la loi de Hooke, mais celle des forces de liaison atomique.

On peut toutefois écrire la self énergie de la dislocation comme la somme d'un terme de cœur et d'un terme élastique intégré sur la surface de coupure à l'exclusion de la zone du cœur.

$$W_s = \frac{1}{2} \iint_{S-s} (\bar{\sigma} \cdot b) ds + W_{\text{cœur}}$$

Le facteur $\frac{1}{2}$ traduit le fait que le vecteur Burgers "grandit" progressivement de 0 à b au fur et à mesure que l'on déplace les deux surfaces lèvres de la coupure.

Pour être tout à fait complet, il faudrait ajouter un terme de relaxation des contraintes sur les surfaces extérieures. Mais comme celui-ci s'élimine dans le bilan de la dissociation que nous voulons traiter au chapitre II, nous n'en parlerons plus. Par contre, pour résoudre ce problème, il est nécessaire de bien connaître l'énergie et le rayon de cœur des dislocations ; aussi allons-nous maintenant préciser ces deux notions.

I.3 - RAYON ET ENERGIE DE CŒUR

Considérons par exemple une dislocation vis située le long de l'axe OZ d'un cylindre de rayon R. Le champ des déformations produites par cette dislocation est un cisaillement pur

$$\gamma_{\theta z} = \frac{b}{2\pi} \times \frac{1}{r}$$

auquel correspond un champ de contrainte de cisaillement

$$\tau_{\theta z} = \frac{\mu b}{2\pi} \times \frac{1}{r}$$

D'après ce qui précède, l'énergie de formation de la dislocation par unité de longueur est donc :

$$W = \frac{\mu b^2}{4\pi} \text{Log} \frac{R}{r_c} + W_{\text{cœur}}$$

que l'on écrit souvent par raison de commodité

$$W = \frac{\mu b^2}{4\pi} \text{Log} \frac{R}{r_{ce}}$$

où r_{ce} est le rayon de cœur creux équivalent ; c'est-à-dire le rayon auquel il faudrait couper la solution élastique pour obtenir la bonne valeur de l'énergie si l'on prolongeait cette solution à l'intérieur du cœur.

Si l'on veut maintenant préciser la valeur du rayon de cœur r_c , on est très gêné car sa définition est assez subjective. En effet, pour fixer r_c il faut pouvoir définir le moment à partir duquel les déplacements atomiques ne sont plus élastiques. Or, d'une part, on ne dispose pas d'un critère précis pour faire ce choix, et d'autre part, cette limite de validité de la loi de Hooke n'est pas une frontière clairement définie.

Toutefois, si l'on appelle γ_c le cisaillement critique choisi comme limite de validité de l'élasticité linéaire, on peut calculer r_c

$$r_c = \frac{b}{2\pi \gamma_c}$$

ce qui donne par exemple

$$\left\{ \begin{array}{ll} \gamma_c = 5,3 \% \longrightarrow r_c = 3 b \\ \gamma_c = 8,0 \% \longrightarrow r_c = 2 b \\ \gamma_c = 10,0 \% \longrightarrow r_c = 1,59 b \\ \gamma_c = 15,9 \% \longrightarrow r_c = 1 b \\ \gamma_c = 20,0 \% \longrightarrow r_c = 0,80 b \end{array} \right.$$

En se basant sur les estimations théoriques de résistance limite et sur les résultats expérimentaux obtenus sur les WHISKERS, on admet dans les ouvrages classiques que cette limite est voisine de $\gamma = 10 \%$, ce qui correspond à un rayon de cœur de 1 à 2 b.

Quant à l'énergie de cœur, elle n'est guère mieux connue que le rayon. Dans les premiers ouvrages, on l'a d'abord supposée voisine de l'énergie de surface ou de l'énergie de fusion. Puis différents auteurs (93) (94) (95) ont déduit de leurs estimations de la force de Peierls Nabarro des énergies de cœur un peu plus faibles.

Enfin, beaucoup plus récemment, on a commencé de préciser ces deux notions par des calculs numériques à la machine, basés sur l'emploi de potentiels semi-empiriques d'interaction entre atomes (96) (97). Ces calculs montrent que l'énergie de cœur est voisine de 1 électron volt par longueur atomique de dislocation, et que le rayon de cœur est d'environ 3 b.

Rappelons par exemple les résultats de Cotteril et Doyama (98) pour une dislocation parfaite située sur un plan (111) du cuivre (figures 111 et 112).

Lorsque la dislocation est coin, ils trouvent

$$\begin{cases} r_c &= 3,6 \text{ b} \\ W_{\text{cœur}} &= 2,25 \text{ eV pour une longueur égale à b} \\ r_{ce} &= 0,3 \text{ b} \end{cases}$$

et lorsqu'elle est vis

$$\begin{cases} r_c &= 2,1 \text{ b} \\ W_{\text{cœur}} &= 1 \text{ eV pour une longueur égale à 1 b} \\ r_{ce} &= 0,44 \text{ b} \end{cases}$$

Ces calculs montrent de plus que l'approximation élastique ne devient vraiment mauvaise ($\frac{\Delta W}{W}$ supérieure à 20 %) qu'en dessous de $r = 1 \text{ b}$.

1.4 - DECOMPOSITION D'UNE DISLOCATION PARFAITE EN DEUX IMPARFAITES

Lorsque l'on décompose une dislocation parfaite de vecteur de Burgers $\bar{b}$ en deux dislocations imparfaites colinéaires de vecteur de Burgers $\bar{b}_1$ et $\bar{b}_2$ tels que

$$\bar{b} = \bar{b}_1 + \bar{b}_2$$

Le champ des déformations produites dans le cristal par la dislocation parfaite est identique à celui de l'ensemble des deux imparfaites. L'énergie contenue dans un cylindre de rayon ρ doit donc être la même pour les deux configurations.

Ainsi par exemple dans le cas de la dissociation d'une dislocation vis parfaite en deux imparfaites de Shockley, supposées colinéaires, on doit avoir pour $\rho = r_{cp}$ (rayon de cœur de la parfaite)

$$\begin{aligned} W_{\text{parfaite}} &= 2 \text{ fois self énergie d'une Shockley} \\ &+ \text{énergie d'interaction des deux Shockley} \end{aligned}$$

soit

$$\begin{aligned} \frac{\mu b^2}{4\pi} \log \frac{R}{r_{cp}} + W_{cp} &= \frac{\mu b^2}{24\pi} \times \frac{4-3\nu}{1-\nu} \log \frac{R}{r_{cp}} + 2 W'_{cs} + \frac{\mu b^2}{24\pi} \times \frac{2-3\nu}{1-\nu} \log \frac{R}{r_{cp}} + W'_{ics} \\ (i.e) \quad \frac{\mu b^2}{4\pi} \log \frac{R}{r_{cp}} + W_{cp} &= \frac{\mu b^2}{4\pi} \log \frac{R}{r_{cp}} + 2 W'_{cs} + W'_{ics} \end{aligned} \quad (1)$$

où W_{cp} est l'énergie de cœur de la parfaite.

W'_{cs} : n'est pas exactement l'énergie de cœur W_{cs} d'une Shockley, mais l'énergie contenue dans le cylindre de rayon $\rho = r_{cp}$ entourant la dislocation de Shockley. Si l'on appelle r_{cs} le rayon de cœur de la Shockley W'_{cs} est relié à W_{cs} par la relation

$$W'_{cs} = W_{cs} + \frac{\mu b^2}{24\pi} \times \frac{4-3\nu}{1-\nu} \text{Log} \frac{r_{cp}}{r_{cs}}$$

W'_{ics} est l'énergie d'interaction due à la superposition des deux termes W'_{cs} .

1.5 - GAIN D'ENERGIE PAR DISSOCIATION

Lorsque l'on dissocie sur le plan de base une dislocation vis parfaite en deux imparfaites de Schockley séparées par un ruban de faute de largeur d , le bilan énergétique s'écrit :

$$\Delta E = W_p - \left[2 W_{ss} + W_{is} + W_f \right]$$

$$\begin{aligned} \text{avec } W_p &: \text{self énergie de la parfaite} &= \frac{\mu b^2}{4\pi} \text{Log} \frac{R}{r_{cp}} + W_{cp} \\ W_{ss} &: \text{self énergie d'une Schockley} &= \frac{\mu b^2}{48\pi} \times \frac{4-3\nu}{1-\nu} \text{Log} \frac{R}{r_{cp}} + W'_{cs} \\ W_{is} &: \text{énergie d'interaction des deux} \\ &\quad \text{Schockley séparés de } d &= \frac{\mu b^2}{24\pi} \times \frac{2-3\nu}{1-\nu} \text{Log} \frac{R}{d} \text{ pour } d > r_{cp} \\ W_f &: \text{énergie de la faute} &= \frac{\mu b^2}{24\pi} \times \frac{2-3\nu}{1-\nu} \times \frac{d}{d} \end{aligned}$$

soit en appliquant (1)

quand $d > r_{cp}$

$$\Delta E_B = \frac{\mu b^2}{24\pi} \times \frac{2-3\nu}{1-\nu} \text{Log} \frac{d}{e r_{cp}} + W_{cp} - 2 W'_{cs} \quad (2)$$

et quand $d < r_{cp}$

$$\Delta E_B = W_{cp} - 2 W'_{cs} - \delta W'_{ics} - \frac{\mu b^2}{24\pi} \times \frac{2-3\nu}{1-\nu}$$

où $\delta W'_{ics}$ est la variation de l'énergie d'interaction de deux Schockley intégrée entre d et r_{cp} .

Le calcul précédent peut être répété pour n'importe quel autre type de dissociation, ainsi par exemple pour la dissociation $b \rightarrow \frac{b}{3} + \frac{2b}{3}$ d'une dislocation vis sur le plan prismatique on trouve quand $d > r_{cp}$

$$\Delta E_p = \frac{\mu b^2}{9\pi} \cdot \text{Log} \frac{d}{e r_{cp}} + W_{cp} - W'_{c1} - W'_{c2}$$

Toutefois, quel qu'en soit son type, la dissociation n'est stable que si ΔE positif.

Comme r_{cp} est de l'ordre de 2 à 3 b , il est clair que dans tous les cas, l'existence de dissociations étroites ($d < e r_{cp}$) dépend principalement des termes de cœur et très peu des termes élastiques. Mais cela ne signifie pas qu'il n'existe pas de dissociation inférieure à $e r_{cp}$.

Au contraire, on peut remarquer que si l'on prolonge la solution élastique jusqu'au rayon de de cœur creux équivalent, il est encore raisonnable d'envisager des dissociations aussi étroites que 1 à 2 b .

II - GLISSEMENT DEVIE DU PLAN PRISMATIQUE SUR LE PLAN DE BASE

II.1 - DISLOCATION VIS DISSOCIEE SUR LE PLAN DE BASE ET NON DISSOCIEE SUR LE PLAN PRISMATIQUE

II.1.1 - Mécanisme de passage

Lorsque les dislocations sont dissociées sur le plan de base et ne le sont pas sur le plan prismatique, le passage du plan prismatique sur le plan de base s'effectue selon Escaig (99) comme suit :

Un germe, dissocié sur le plan de base, apparaît d'abord sur la dislocation vis, puis ce germe se développe et grandit jusqu'à dissociation complète de toute la dislocation (figure 113).

L'énergie nécessaire pour faire dévier suivant ce mécanisme une longueur L de dislocation du plan prismatique sur le plan de base est égale à la différence entre l'énergie du germe de longueur L et celle d'une portion de parfaite de même longueur.

$$\Delta W(L) = W_G(L) - W_P(L)$$

A priori, il n'est pas évident que ce bilan soit toujours négatif, car si l'on récupère le travail de la force de répulsion entre les deux imparfaites, on dépense par contre une certaine énergie pour les allonger et créer la faute qui les sépare.

Au contraire, il est certain que lorsque L est grand $\Delta W(L)$ est négatif et tend en valeur absolue vers le gain d'énergie par dissociation complète ΔE_B

Pour savoir si ce mécanisme de passage est activé, il faut donc calculer $\Delta W(L)$ de manière précise, et vérifier s'il passe par une valeur de col $\Delta W_{\max}$ pas trop élevée pour une longueur L_c pas trop importante.

II.1.2 - Calcul de l'énergie de passage d'une longueur L

Toute la difficulté du problème vient de ce que l'énergie du germe dépend de sa forme et que de plus, on veut précisément calculer cette énergie pour de très petites longueurs.

Escaig a résolu ce problème en utilisant les approximations de Stroh (100). C'est-à-dire que pour écrire l'équilibre en un point M de l'arc supérieur (figure 114) on suppose que :

1°) le rayon de courbure en M est très grand

2°) la tension de ligne est constante quel que soit M sur l'arc supérieur, mais varie logarithmiquement en fonction de l

3°) la force de répulsion exercée en M par l'autre arc de partielle est équivalente à celle qui s'exerce entre deux partiellées infinies parallèles à OX et distances de $d = M M'$ où M' est le symétrique de M par rapport à OX.

Déjà peu satisfaisantes pour les grandes longueurs, ces approximations deviennent malheureusement très discutables pour les petites longueurs. Aussi, nous avons préféré utiliser la méthode suivante qui a le défaut de donner une forme d'équilibre approchée, mais qui par contre permet de calculer l'énergie d'un germe de petite longueur avec une bonne précision.

- 1°) On insère le germe et le reste de la parfaite sur le grand côté de deux boucles rectangulaires 1 et 2 juxtaposées (figure 115).
- 2°) On approxime la forme d'équilibre par une forme trapézoïdale symétrique ABCD, A'B'C'D' (figure 116).
- 3°) Pour une longueur l donnée, on calcule l'énergie de passage en fonction des deux paramètres γ max et ψ . Cette énergie passe par une valeur minimale ΔW_{min} qui n'est autre que $\Delta W(l)$.
- 4°) On fait alors varier l et l'on recommence le calcul pour différentes valeurs de la largeur de dissociation.

Pour réaliser le troisième point de cette méthode, nous avons calculé la self énergie d'interaction des deux boucles en intégrant directement le champ des contraintes exercées par chacune des deux dislocations sur la surface de coupure de la première boucle. De plus, pour alléger les calculs, nous avons remplacé la boucle 1 par une boucle 1' (figure 117) d'énergie équivalente.

Ainsi, avec les notations de la figure 117, l'énergie de passage d'une longueur l est :

$$\begin{aligned} \Delta W = & \iint_{\text{vect}_1} (\bar{\sigma}'_1 + \bar{\sigma}_2) (BC - \beta\gamma) \cdot b_1 ds + \iint_{\text{vect}_1} (\bar{\sigma}'_1 + \bar{\sigma}_2) (AB - \alpha\beta \cdot CD - \gamma D) \cdot b_1 ds \\ & - \iint_{s_1} (\bar{\sigma}_2 + \bar{\sigma}'_1) (FA, DE) \cdot b_1 ds - \iint_{s_1} \bar{\sigma}_2 (AB, BC, CD) \cdot b_1 ds \\ & + \iint_{s_2} \bar{\sigma}'_1 (AB, BC, CD) \cdot b_1 ds + \iint_{(s_1 + s_2)} \gamma ds \end{aligned}$$

Pour calculer les différents $\bar{\sigma}$, nous avons utilisé les expressions du champ de contrainte exercé par un segment $Z_2 Z_2'$ données par Hirth et Lothe (101).

Le problème étant plan, ces expressions se simplifient beaucoup et l'on trouve ainsi que dans tous les cas $(\bar{\sigma} \cdot \bar{b})$ n'a qu'une seule composante suivant y (figure 118).

$$(\bar{\sigma}_2 \cdot \bar{b}_1)_y = \frac{\mu}{4\pi} \left[b_{13} b_{23} + \frac{b_1 x b_2 x}{1-\nu} \right] \times \left[\frac{\lambda'}{x R'} - \frac{\lambda}{x R} \right] + \frac{\mu}{4\pi} \left[\frac{\nu (b_1 x b_{23})}{1-\nu} \right] \times \left[\frac{1}{R'} - \frac{1}{R} \right]$$

Quel que soit le cas envisagé, le calcul montre que la configuration de plus de basse énergie est rectangulaire ($\psi = \frac{\pi}{2}$)

Ceci n'est pas très surprenant, puisque d'une part pour $\psi = \frac{\pi}{2}$ l'énergie des segments AB et CD est celle d'un dipôle, et que d'autre part, l'énergie d'interaction des segments BC, B'C' que l'on récupère en écartant ces deux segments jusqu'à la largeur d'équilibre est supérieure à celle dépensée pour agrandir la faute.

On observe de plus que la largeur de dissociation est très réduite pour les germes de petite longueur, et que cet aplatissement ne s'estompe que très progressivement.

Quant à l'énergie de passage $\Delta W(L)$, elle est toujours négative lorsque $\psi = 0$ et que les dislocations sont un peu plus dissociées que e_p (figure 119).

Pour $\psi = 0,3$ les résultats sont un peu différents, mais nous pensons que cela est principalement dû au fait que nous avons "coupé" la solution élastique à $\rho = 1$ b quelle que soit la nature (vis ou coin) de la dislocation.

De toute façon, il faut remarquer que $\Delta W(L)$ n'est positif que pour des germes de très petite longueur ou des dissociations très étroites, et que c'est précisément dans ce domaine que les termes de cœur interviennent le plus.

II. 2. 3 - Influence des termes de cœur

La contribution des termes de cœur à l'énergie de passage d'une longueur L est

$$\Delta W(L)_{\text{cœur}} = 2 \hat{l} W'_{cs} - L W_{cp}$$

où $\hat{l}$ est la longueur de l'arc de partielle

et où W_{cp} et W'_{cs} ont la signification définie précédemment.

Contrairement aux termes élastiques, ces termes de cœur ont donc tendance à minimiser $\hat{l}$, c'est-à-dire à rendre y max et ψ petits.

Leur rôle est double : d'une part, ils "modifient" la forme d'équilibre élastique, et d'autre part, ils interviennent dans le bilan de l'énergie de passage.

Toutefois, à grande distance, la modification de forme est très minime, et seul le second effet compte. Comme $(2 \hat{l} - L)$ est alors sensiblement constant, le réseau des courbes $\Delta W(L)$ tracé précédemment est donc seulement décalé par ces termes de cœur pour les valeurs de L supérieures à une dizaine de distances interatomiques.

C'est seulement pour des longueurs de germe très petites que la contribution des termes de cœur devient prépondérante. Mais alors, on peut remarquer que si $(2 W'_{cs} - W_{cp})$ est positif, ce qui est nécessaire pour que les dissociations très petites puissent exister, les termes de cœur tendent à diminuer l'énergie de passage $\Delta W(L)$, calculée précédemment.

En conclusion, ces calculs indiquent que le passage des dislocations vis du plan prismatique sur le plan de base n'est probablement pas activé lorsque les dislocations ne sont dissociées que sur le plan de base.

II. 2 - DISLOCATION VIS DISSOCIEE SUR LE PLAN DE BASE ET SUR LE PLAN PRISMATIQUE

II. 2. 1 - Mécanisme de passage

Lorsque les dislocations sont aussi dissociées sur le plan prismatique, le mécanisme de passage décrit précédemment est légèrement modifié. En effet, dans un premier temps, il faut d'abord pincer la dislocation dissociée sur le plan prismatique avant de former le germe dissocié sur le plan de base, ce qui nécessite l'énergie W_{fp} .

De plus, lorsque ce germe grandit, il faut dépenser en plus une certaine énergie W_{ep} pour écarter ces pincements.

L'énergie de passage $W_p(L)$ est donc :

$$W_p(L) = \Delta W(L) + W_{fp} + W_{ep} + l \Delta E_p$$

ΔE_p et $\Delta W(L)$ étant déjà connus, il reste à calculer W_{fp} et W_{ep} .

II. 2. 2 - Energie de formation du pincement : W_{fp}

Le calcul précédent montre que contrairement à l'idée de Stroh, le pincement d'une dislocation dissociée est un phénomène extrêmement local, et que les deux extrémités de ce pincement tendent à former un dipole.

Comme d'autre part, ces deux branches de dipôles sont aussi proches que l'on veut, d'un point de vue purement élastique, l'énergie de formation des pincements est nulle.

II. 2. 3 - Energie d'écartement des pincements

Cette énergie provient de la self énergie des deux segments qui bordent le pincement, et de leur énergie d'interaction.

Au début de la formation du germe ($L \rightarrow 0$) elle est nulle, mais elle croît assez rapidement dès que l'on écarte les deux pincements et tend vers la self énergie de ceux-ci quand $L \rightarrow \infty$

En appliquant la méthode utilisée précédemment pour le calcul de $\Delta W(L)$, on trouve :

$$W_{EP} = \frac{\mu b^2}{18\pi(1-\nu)} \left[\sqrt{L^2 + d^2} - \sqrt{\rho^2 + d^2} - L - \rho - d \log \frac{d + \sqrt{L^2 + d^2}}{d + \sqrt{\rho^2 + d^2}} \times \frac{\rho}{L} \right]$$

avec :

- L : distance entre les pincements
- d : largeur de dissociation sur le plan prismatique
- ρ : rayon de coupure de la solution élastique.

En prenant $\rho = 1 b$, nous avons porté l'énergie d'écartement des pincements en fonction de leur distance de séparation, pour $\nu = 0$ (figure 120) et $\nu = 0,3$ (figure 122).

II. 2. 4 - Energie d'activation

Puisque maintenant tous les termes sont connus, on peut porter l'énergie de passage W_p en fonction de la longueur L du germe, et voir s'il existe ou non une position de col.

C'est ce que nous avons fait, par exemple, pour $\nu = 0$ (figure 123) et $\nu = 0,3$ (figure 125) lorsque la largeur de dissociation sur le plan de base est de 8 distances interatomiques.

Ces courbes montrent que pour certaines valeurs du rapport des énergies de faute, le mécanisme est thermiquement activé, et que la position de col correspond presque toujours à un germe de très petite longueur.

Cependant, il faut remarquer que le paramètre qui fixe l'existence de l'activation n'est pas le rapport des énergies de faute, mais celui des gains d'énergie par dissociation sur ces deux types de plans. Et c'est seulement lorsque $\frac{\Delta E_P}{\Delta E_B} < 1$ que le mécanisme de passage du plan prismatique sur le plan de base est activé.

Dans ce cas, l'énergie de passage $W_p(L)$ passe par une valeur maximale qui est l'énergie d'activation du processus.

Nous avons ainsi déterminé cette énergie pour différentes largeurs de dissociation sur les deux types de plans envisagés, lorsque $\nu = 0$ (figure 124), et lorsque $\nu = 0,3$ (figure 126). Pour une largeur de dissociation sur le plan de base donnée, l'énergie d'activation et la taille critique du germe sont d'autant plus petites que la largeur de dissociation sur le plan prismatique est faible.

III - GLISSEMENT DEVIE DU PLAN DE BASE SUR LE PLAN PRISMATIQUE

III.1 - DISLOCATIONS VIS DISSOCIEES SUR LE PLAN DE BASE ET NON DISSOCIEES SUR LE PLAN PRISMATIQUE

Lorsque les dislocations sont dissociées sur le plan de base, et ne le sont pas sur le plan prismatique, le mécanisme de passage du plan prismatique sur le plan de base est celui proposé par Friedel (58). Nous avons déjà décrit ce mécanisme au paragraphe V.2.2 ; néanmoins, en guise d'introduction au cas où les dislocations sont aussi dissociées sur le plan prismatique, nous en rappellerons ici l'essentiel :

Selon Friedel, l'énergie pour dévier une longueur $l = 2 R \sin \theta$ de dislocation recombinaison est :

$$U = 2 W_{fp} + 2 R \sin \theta \Delta E_B + 2 \tau R (\theta - \sin \theta) - \sigma b R^2 (\theta - \sin \theta \cos \theta)$$

Le premier terme est l'énergie de formation des deux pincements sur la dislocation dissociée.

Le second est l'énergie de recombinaison sur la longueur $l = 2 R \sin \theta$

Le troisième est le supplément d'énergie due au supplément de longueur : c'est le travail de la tension de ligne.

Enfin, le dernier terme est le travail de la contrainte appliquée.

Dans ce bilan, on néglige la variation de l'énergie d'interaction des deux pincements en fonction de leur distance. Ceci est très justifié lorsque les pincements sont un peu étalés (approximation de Stroh). Par contre, si l'on suppose que ces pincements sont très plats (cf. calculs précédents), l'énergie de formation de ces pincements devient négligeable, et seul le terme d'écartement W_{ep} compte. Mais comme la position de col correspond à un écartement très important W_{ep} est alors sensiblement constante et par conséquent, les deux points de vue sont équivalents.

Cette position de col est atteinte pour une valeur critique de θ (figure 43).

$$\theta_c = \sqrt{\frac{2 \Delta E_B}{\tau + \Delta E_B}}$$

A laquelle correspond l'énergie d'activation

$$\Delta W = U_p + \frac{4 \tau \Delta E_B}{3 \sigma b} \theta_c$$

avec : U_p énergie due aux pincements

τ Tension de ligne de la dislocation parfaite courbée au rayon R ($\tau = \sigma b R$)

Escaig (61) a fait remarquer que dès que la dislocation courbée sur le plan prismatique atteignait la première rangée atomique, elle redéviait sur le plan de base et se dissociait à nouveau (cf. paragraphe V.2.2.).

III.3 - DISLOCATIONS VIS DISSOCIEES SUR LE PLAN DE BASE ET SUR LE PLAN PRISMATIQUE

III.2.1 - Mécanisme de passage : énergie d'activation

Lorsque les dislocations sont aussi dissociées sur le plan prismatique, le mécanisme de passage du plan de base sur le plan prismatique est légèrement différent.

Dans un premier temps, il faut d'abord pincer localement la dislocation dissociée sur le plan de base. Puis, lorsque l'on écarte ces deux pincements, on développe un germe dissociée sur le plan prismatique. De la même façon que dans le cas précédent, la contrainte appliquée dévie et courbe sur le plan prismatique le germe formé, aussi petit soit-il.

L'énergie de ce germe $U_g(L)$ peut être calculée en utilisant la méthode décrite précédemment ; mais comme on sait maintenant que la configuration de plus basse énergie est rectangulaire, il est plus simple d'écrire :

$$U_g(L) = (E_p - \Delta E_b) \times L + UE_{pp}$$

où le premier terme est l'énergie d'une portion L de dislocation dissociée sur le plan prismatique et le second l'énergie d'écartement des deux pincements qui limitent le germe.

L'énergie nécessaire pour dévier ce germe est alors :

$$U = U_{pp} + U_{pb} + 2 R \sin \hat{\theta} (\Delta E_b - \Delta E_p) + 2 T'R (\theta - \sin \theta) - T'bR^2 (\theta - \sin \theta \cos \theta)$$

Les deux premiers termes sont relatifs aux pincements prismatiques et basals.

Le troisième est la différence d'énergie entre une portion L de dislocation dissociée sur le plan prismatique, et la même portion dissociée sur le plan de base.

Le quatrième est dû à la courbure : c'est le travail de la tension de ligne $\gamma' = \gamma - \Delta E_b$

Enfin, le dernier terme est le travail de la contrainte appliquée.

Nous avons déjà calculé précédemment l'énergie d'écartement des pincements de la dislocation dissociée sur le plan prismatique

$$UE_{pp} = \frac{\mu b^2}{18\pi} \times \frac{1}{1-\nu} \times \left[\sqrt{L^2 + d_p^2} - \sqrt{\rho^2 + d_p^2} - L + \rho - d_p \log \frac{d_p + \sqrt{L^2 + d_p^2}}{d_p + \sqrt{\rho^2 + d_p^2}} \times \frac{\rho}{L} \right]$$

On obtient de la même façon l'énergie d'écartement des pincements de la dislocation dissociée sur le plan de base.

$$UE_{pB} = \frac{\mu b^2}{12\pi} \times \frac{2+\nu}{1-\nu} \times \left[\sqrt{L^2 + d_B^2} - \sqrt{\rho^2 + d_B^2} - L + \rho - d_B \log \frac{d_B + \sqrt{L^2 + d_B^2}}{d_B + \sqrt{\rho^2 + d_B^2}} \times \frac{\rho}{L} \right]$$

$$- \frac{\mu b^2}{4\pi} \times \frac{\nu}{1-\nu} \times \left[\sqrt{L^2 + \left(\frac{d_B}{2}\right)^2} - \sqrt{\rho^2 + \left(\frac{d_B}{2}\right)^2} - L + \rho - \frac{d_B}{2} \log \frac{\frac{d_B}{2} + \sqrt{L^2 + \left(\frac{d_B}{2}\right)^2}}{\frac{d_B}{2} + \sqrt{\rho^2 + \left(\frac{d_B}{2}\right)^2}} \times \frac{\rho}{L} \right]$$

Dès que L dépasse quelques dizaines de distances interatomiques, ces expressions sont sensiblement constantes et ne dépendent donc pas de $\hat{\theta}$;

Dans ces conditions, la dérivée de U par rapport à θ passe par zéro pour une certaine valeur critique.

$$\theta_c = \sqrt{\frac{2(\Delta E_B - \Delta E_P)}{\tau + \Delta E_B}}$$

A laquelle correspond l'énergie d'activation du phénomène.

$$\Delta W_{BP} = U E_{PP} + U E_{PB} + \frac{4\tau(\Delta E_B - \Delta E_P)}{3\sigma b} \times \theta_c$$

Ces valeurs sont plus faibles que celles obtenues lorsque les dislocations ne sont pas dissociées sur le plan prismatique.

Remarquons de plus que la dissociation prismatique stabilise le germe courbé sur le plan prismatique, et que par conséquent, celui-ci ne redévie pas sur le plan de base au niveau de la première rangée atomique.

Comme d'autre part

$$\tau = \frac{\mu b^2}{4\pi} \log \frac{L}{\rho} = \sigma b R = \frac{\sigma b L}{2 \sin \theta}$$

on déduit

$$\Delta W_{BP} = U E_{PP} + U E_{PB} + \frac{2L(\Delta E_B - \Delta E_P)}{3} \times \frac{\theta_c}{\sin \theta_c}$$

III. 2. 2 - Equation de la vitesse

Lorsque ce mécanisme de glissement dévié contrôle la déformation, la vitesse d'écoulement est :

$$\dot{\epsilon} = A \times \frac{n}{L} \times \frac{b}{L} \times \nu_D \times \exp - \frac{\Delta W}{kT}$$

avec :

A : cisaillement produit par chaque glissement dévié activé

N : longueur totale de dislocations vis par unité de volume

L : longueur critique de passage en position de col

ν_D : fréquence de Debye

Quand $\frac{\theta_c}{\sin \theta_c}$ est voisin de 1, on obtient :

$$\log \frac{b \dot{\epsilon}}{A n} \neq 2 \log \frac{b}{L} - U E_{PP} - U E_{PB} - \frac{2L(\Delta E_B - \Delta E_P)}{3kT}$$

soit en dérivant par rapport à L

$$L \neq \frac{3kT}{\Delta E_B - \Delta E_P}$$

comme lorsque L est grand

$$\tau \neq \frac{\sigma b L}{2\theta} \neq \frac{\mu b^2}{4\pi} \log \frac{L}{\rho}$$

Or, on déduit

$$\frac{\sigma}{\mu} = \left(\frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{\pi}} \right) \times \left[\frac{b(\Delta E_B - \Delta E_P)}{3kT} \right] \times \left[\frac{\Delta E_B - \Delta E_P}{\mu b^2} \right]^{1/2} \times \left[\log \frac{3kT}{\rho(\Delta E_B - \Delta E_P)} \right]^{1/2}$$

où σ est la contrainte locale, c'est-à-dire :

$$\sigma = \text{contrainte appliquée} - \text{contrainte interne}$$

Cette expression prévoit que σ varie sensiblement comme $\frac{1}{T}$, ce qui est en excellent accord avec les quelques points expérimentaux que nous avons obtenus pour le glissement prismatique du béryllium.

IV - DISCUSSION DES CALCULS PRECEDENTS

IV.1 - DISCUSSION

Le principe même des calculs que nous venons d'exposer n'est satisfaisant que dans la mesure où la solution élastique décrit correctement les phénomènes au-delà du rayon de coupure ρ , et où les termes de cœur qui traduisent la contribution en deçà de ρ se compensent dans le bilan énergétique.

Si l'on utilise un rayon de coupure assez grand $\rho = 2$ à $3 b$ la solution élastique vérifie bien le premier point, et l'on peut calculer la contribution élastique à l'énergie de passage de façon très satisfaisante. Mais alors, la différence des termes de cœur devient supérieure à cette contribution et l'on ne peut conclure.

Inversement, si l'on emploie un rayon de coupure très petit $\rho = 0,3$ à $0,5 b$, l'idéal serait le rayon de cœur creux équivalent, la contribution des termes de cœur est négligeable devant la contribution élastique, et l'on peut calculer l'énergie de passage. Mais alors les valeurs obtenues sont très contestables, car l'approximation élastique n'est plus valable pour d'aussi petits rayons de coupure.

Enfin, si l'on utilise un rayon de coupure moyen $\rho = 1 b$, on peut obtenir la contribution élastique avec une précision pas trop mauvaise, et l'on sait alors que la contribution des termes de cœur qui n'est pas négligeable, ne modifie pas radicalement les résultats. Sans obtenir des valeurs très sûres, on peut alors malgré tout tirer quelques indications du calcul élastique, et c'est ce que nous allons faire maintenant.

IV.2 - CONCLUSIONS DES CALCULS PRECEDENTS

GLISSEMENT DEVIE DU PLAN PRISMATIQUE SUR LE PLAN DE BASE

Les calculs d'élasticité que nous venons d'exposer indiquent que le glissement dévié du plan prismatique sur le plan de base s'effectue spontanément sur les parties vis si les dislocations ne sont dissociées que sur le plan de base.

Par contre, si les dislocations peuvent aussi se dissocier un peu sur le plan prismatique, ce passage est alors contrôlé par un mécanisme thermiquement activé dont l'énergie de barrière dépend très étroitement des largeurs de dissociation sur ces deux types de plans.

Enfin, lorsque la dislocation gagne plus d'énergie en se dissociant sur le plan de base que sur le plan prismatique, ce passage n'est plus possible, et les dislocations restent sur le plan prismatique.

GLISSEMENT DEVIÉ DU PLAN DE BASE SUR LE PLAN PRISMATIQUE

Lorsque les dislocations ne sont dissociées que sur le plan de base, le passage des dislocations vis du plan de base sur le plan prismatique est activé thermiquement, et l'énergie d'activation du mécanisme de contrôle est d'autant plus grande que la dissociation basale est large.

Cette valeur de col est fortement abaissée si les dislocations sont aussi dissociées sur le plan prismatique.

En résumé, ces calculs montrent donc que les dislocations vis peuvent se bloquer par glissement dévié et dissociation, et que l'énergie d'activation du blocage, et celle du déblocage dépendent de façon très sensible des largeurs de dissociation.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- (1) G. NOMARSKI, A.R. WEILL, Revue de Métallurgie, LII, n° 2 (1955)
- (2) R. BERNER, Z. Naturforsch., 15 a, 689 (1960)
- (3) J.E. DORN and J.B. MITCHELL, Rapport UCRL - 11.418
- (4) F.C. FRANK and J.F. NICHOLAS, Phil. Mag. 44, 1213, (1953)
- (5) R.E. PEIERLS, Proc. Phys. Society 52, 23 (1940)
- (6) F.R.N. NABARRO, Proc. Phys. Soc., 59, 256 (1947)
- (7) A.J.E. FOREMAN, Acta Met. 3, 322 (1955)
- (8) Y.T. CHOU, J. of Appl. Phys. vol. 33, n° 9 p. 2747 (1962)
- (9) J.D. ESHELBY, W.T. READ, W. SCHOCKLEY Acta Met. 1, 251 (1953)
- (10) R.B. ROY, Phil. Mag., 1967, 15, 477
- (11) M.H. YOO and C.T. WEI, J; of Appl. Phys. vol. 38, n° 11, p. 4317 (1967)
- (12) H.S. ROSEMBAUM, Deformation twinning, p. 43 (1964) New-York Gordon and Breach
- (13) N. CLEMENT, Thèse IIIe cycle Fac. Sc. de Toulouse (1967)
- (14) K.H.G. ASHBEE and L.F. VASSAMILLET, Acta Met. 15, 481 (1967)
- (15) P.B. PRICE, Electron Microscopy and strength of crystal, Interscience Publishers (1963)
- (16) A. FOURDEUX and A. BERGHEZAN, Compt. Rendus Acad. Sci. 250, 3019 (1960)
- (17) A. SEEGER, The relation between the structure and Mechanical properties of Metal
H. M. S. O. (1963)
- (18) M.J. WHELAN and P.B. HIRSCH, Phil. Mag. 2, 1121 (1957)
- (19) Z. NISHIYAMA, M. OKA and NAKAJAWA, J. Japan Inst. Metals, 29, 133 (1965)
- (20) J.P. POIRIER, Communication privée
- (21) J.P. POIRIER, J. ANTOLIN and J.M. DUPOUY, Canad. J. of Physics, 45, 1221 (1967)

- (22) W. TYSON, Acta Met. 15, 574 (1967)
- (23) Y. ADDA, J. PHILIBERT, Presses Univ. de France (1966)
- (24) J.C.M. LI, Canad. J. of Physics, 45, 493 (1967)
- (25) G. SHOECK, Phys. Status Solidi 8, 400 (1965)
- (26) A. SEEGER, H. KRONMULLER, S. MADER, H. TRAUBLE, Phil. Mag., 6, 639 (1961)
- (27) P.B. HIRSCH, J.S. LALLY, Phil. Mag. 12, 595 (1965)
- (28) S. MADER, S. SEEGER, H.M. THIERINGER, J. Appl. Phys. 34, 3376 (1963)
- (29) P.M. HAZZLEDINE, Canad. J. of Appl. Phys. 45, 765 (1967)
- (30) A. SEEGER, Dislocations and Mechanical properties of crystals John Willey and Sons, p. 243 (1957)
- (31) J. FRIEDEL, Dislocations and Mechanical properties of crystals John Willey and Sons, p. 330 (1957)
- (32) Z.S. BASINSKI, Phil. Mag. 4, 393 (1959)
- (33) H. CONRAD, R. ARMSTRONG, H. WIEDERSICH, G. SHOECK, Phil. Mag. 177 (1960)
- (34) J.W. SHARP, M.J. MAKIN, J.W. CHRISTIAN, Phys. Stat. Solidi 11 vol. 2, p. 831 et 845 (1965)
- (35) G.L. TUEER and A.R. KAUFMAN, "The Metal Beryllium" p. 372 (1955), Cleveland, Ohio (Amer. Soc. Metals)
- (36) G. GREETHAM, MARTIN, "Conf. on the Metallurgy of Beryllium", The Institute of Metals 37 (1961)
- (37) A. MOORE, G.C. ELLIN, Abstract of paper presented by Atomic Weapons Research Establishment, Aldermaston, England at Beryllium Physical Metallurgy conference at Gatlinburg (Tennessee)
- (38) E.D. LEVINE, Trans. Met. Soc. A.I.M.E. vol. 218, p. 416 (1960)
- (39) R. LE HAZIF, J.M. DUPOUY, Compt. Rendus Acad. Sci. 262, 538 (1966)
- (40) J. ANTOLIN, J.P. POIRIER, J.M. DUPOUY, rapport CEA (1964)
- (41) V.V. DAMIANO, H. HERMAN, Franklin Inst. Report
- (42) A. SEEGER, H. TRAUBLE, Z. Metallk. vol. 51, p. 441 (1960)
- (43) P.B. HIRSCH, J.S. LALLY, Phil. Mag. 12, 595 (1965)
- (44) P.B. PRICE, "Electron Microscopy and Strength of Crystals", J. WILEY, New York pp. 41-130
- (45) E.D. LEVINE, "Prismatic slip in Titanium" Ledgement Laboratory Kennecott Copper Corp. TR 67
- (46) E.D. LEVINE, "Prismatic slip in Zirconium" Ledgement Laboratory Kennecott Copper Corp. TR 150

- (47) H. CONRAD, *Canad. J. of Physics*, vol. 45, p. 581 (1967)
- (48) J.J. GILMAN, *Trans. A.I.M.E.*, 221, 456 (1961)
- (49) J.J. GILMAN, *Trans. A.I.M.E.*, 206, 1326 (1956)
- (50) REED HILL, ROBERTSON, *Trans. A.I.M.E.*, vol. 209
- (51) P.W. FLYNN, J. MOTE, J.F. DORN, *Trans. A.I.M.E.*, 221, 1148 (1961)
- (52) H. YOSHINAGA, R. HORIUCHI, *Trans. Jap. Inst. Metals*, vol. 5, p. 14 (1963)
- (53) J.D. MOTE, K. TANAKA, J.E. DORN, *Trans. A.I.M.E.*, 221, 858 (1961)
- (54) N.S. STOLOFF, R.G. DAVIES, *J. of Inst. of Metals* (1964)
- (55) R.M. QUIMBY, J.D. MOTE, J.E. DORN, *Trans. ASM* 55, 1, 149 (1962)
- (56) J.E. DORN, S. RAJNAK, *Trans. A.I.M.E.* 230, 1052 (1964)
- (57) G. SHOECK, A. SEEGER, "Proc. Bristol Conf. 1955" *Phys. Soc. London*, p. 340
- (58) J. FRIEDEL, *Internal Stresses and Fatigue in metals*
Elsevier Publish. Co, Amsterdam, London, New York, 1959, p. 220
- (59) A. AHMADIEH, "Lithium alloying and dislocations mechanisms for prismatic slip in Magnesium", Ph. D thesis University of California (May 1964)
- (60) F.H. HERBSTEIN, B.L. AVERBACH, *Acta Met.* vol. 4, n° 4, p. 407 (1956)
- (61) B. ESCAIG, "Contribution à l'étude des déviations dans la structure cubique Faces centrées, cubique centrée et hexagonale compacte", Thèse d'Etat, Fac. Orsay Juin 1968, AO 1741 CNRS
- (62) P.H. THORNTON, *Acta Met.* 14, 1257 (1966)
- (63) P.B. HIRSH, T.E. MITCHELL, "Canadian J. of Physics", vol. 45, p. 663 (1967)
- (64) A.H. COTTRELL, B.A. BILBY, *Phil. Mag.* 42, 573 (1951)
- (65) H. MYKURA, "Solid Surfaces and Interfaces", *Solid State Physics* edited by L. Jacob
- (66) A. BLANDIN, J. FRIEDEL, G. SAADA, "Les énergies de faute d'empilement et de macle dans les métaux normaux", *Phys. Sol.* 66/64 HC
Fac. Sciences Orsay
- (67) T. ERICSON, *Acta Mat.* vol. 14, p. 853 (1966)
- (68) J.F. STOHR, travail en cours
- (69) W. BOAS, E. SCHMID, *Z. Physik*, 57, 575 (1929)
- (70) N.R. RISEBROUGH, E. TEGHTSOONIAN, *Canad. J. of Phys.* vol. 45, p. 591 (1967)
- (71) W. FARENHORST, E. SCHMID, *Z. Physik* 64, 845 (1930)
- (72) M. BOCEK, G. HOTZSCH, *Phys. Stat. Solidi*, vol. 6, p. 777 (1964)
- (73) J.J. GILLMAN, *J. of Metals*, 8, 1326 (1956)

- (74) R. L. BELL, R.W. CAHN, Proc. Roy. Soc. A 239, p. 494 (1957)
- (75) K.G. DAVIES, E. TEGHSTOONIAN, Trans. A.I.M.E., vol. 227, p. 762, Juin 1963
- (76) A. SEEGER and H. TRAUBLE, Z. Metallk. vol. 51, p. 441 (1960)
- (77) E. SCHMID, Z. Electrochem. 37, 447 (1931)
- (78) M. BOCEK, G.H. HOLTZSCH, B. SIMMEN, Phys. Stat. Solidi 7, 833 (1964)
- (79) J.V. SHARP, J.W. CHRISTIAN, Phys. Stat. Sol. 11, 831 (1965)
- (80) A.T. CHURCHMAN, Trans. A.I.M.E. vol. 218, p. 262 (1960)
- (81) R.A. JEFFERY, E. SMITH, Phil. Mag. p. 1163 (1966)
- (82) E.J. RAPPERPORT, Acta Met. 162, 208 (1955)
- (83) F.D. ROSSI, C.A. DUBE, B.H. ALEXANDER, Trans. A.I.M.E. vol. 197, p. 257 (1953)
- (84) J.F. BAILEY, J. Nuclear Mat. vol. 7, p. 300 (1962)
- (85) A.D. Mc QUILLAN and M.K. Mc QUILLAN, "Titanium" London Butterworth (1956)
- (86) F.D. ROSSI, C.A. DUBE, B.H. ALEXANDER, Trans. A.I.M.E. vol. 197, p. 257 (1953)
- (87) A.T. CHURCHMAN, Proc. Roy. Soc. vol. 226, p. 216 (1954)
- (88) (89) (90) D.H. BALDWIN, R.E. REED HILL, Trans. A.I.M.E., vol. 233, p. 248 (1965)
- (91) (92) E.J. RAPPERPORT, C.S. HARTLEY, Trans. A.I.M.E. p. 1071, vol. 215 (1959)
- (93) E. KRONER, Ergeb - angew. Math S p 84 (1958)
- (94) F.R. NABARRO, Advan. Phys. vol. 1 p. 269 (1952)
- (95) J.P. HIRTH, J. LOTHE, "Theory of dislocations", Mc Graw Hill Book Company (1968)
p. 211
- (96) H.B. HUNTINGTON, J.E. DICKLEY, R. THOMSON, Phys. Rev. vol. 100, p. 1117 (1955)
- (97) A. MARABUDIN, J. Phys. Chem. Solids, vol. 9, p. 1 (1959)
- (98) R.M.J., DOYAMA, "Lattice Defect and their interactions" edited by R.A. Hasiguti, Gordon Breach (1967)
- (99) B. ESCAIG, J. Phys. 29, 225 (1968)
- (100) A.N. STROH, Proc. Phys. Soc. B 67, 427 (1954)
- (101) J.P. HIRTH, J. LOTHE, "Theory of dislocations", p. 123, Mc Graw Hill Book (1968)
- (102) J. FRIEDEL, Communication privée
- (103) R.C. BLISH, R. VREELAND, J. Appl. Phys. vol. 40, n° 2, p. 884 (1969)
- (104) B. ESCAIG, G. FONTAINE, J. FRIEDEL, Canad. J. of Phys. vol. 45, n° 2, p. 481 (1967)

- (105) V.V. PUSTOVALOV, V.I. STARTSEV, D.A. DIDENKO, V.S. FOMENKO, Metal. Metalloved
23, n° 2, p. 312-318 (1967)
- (106) F. WEINBERG, Trans. A.I.M.E., 242, 2111 (1968)
- (107) F. WEINBERG, Canad. J. of Physic, 45, 1189 (1967)

Manuscrit reçu le 23 juin 1969

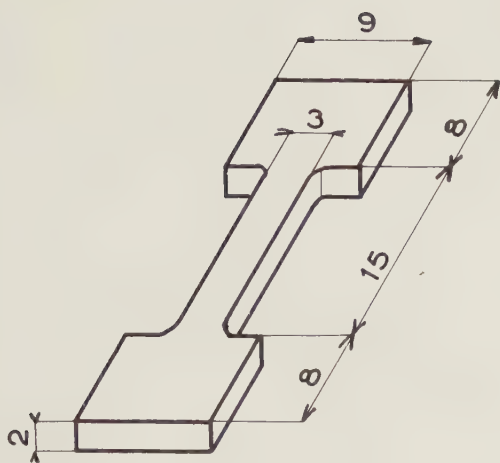


Fig 1 Eprouvette standard

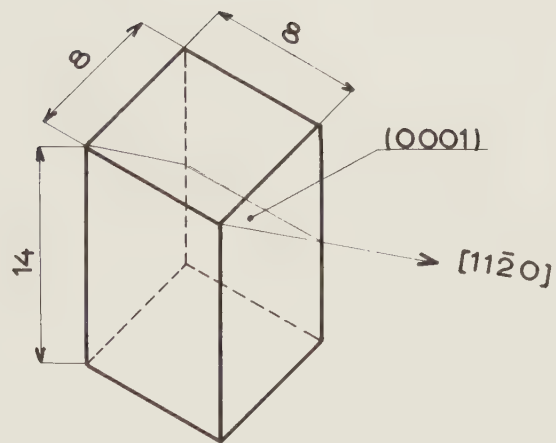


Fig 2 Echantillon de compression

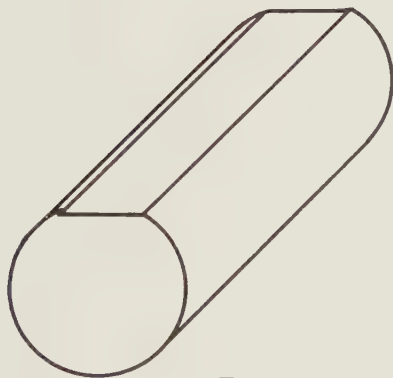


Fig 3

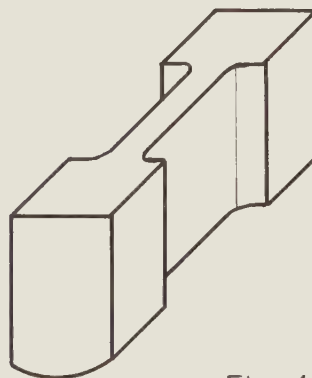


Fig 4

Usinage des épreuves de traction

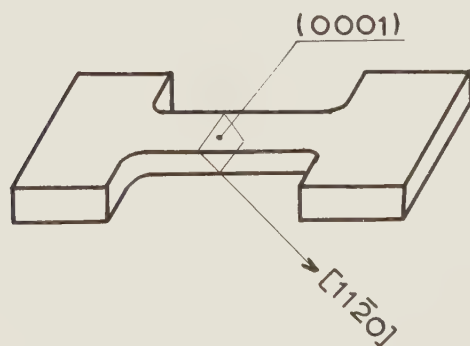


Fig 5 Eprouvette orientée pour le glissement basal



Fig 6
Très faible sous structure



Fig 7
Faible sous structure



Fig 8
Forte sous structure

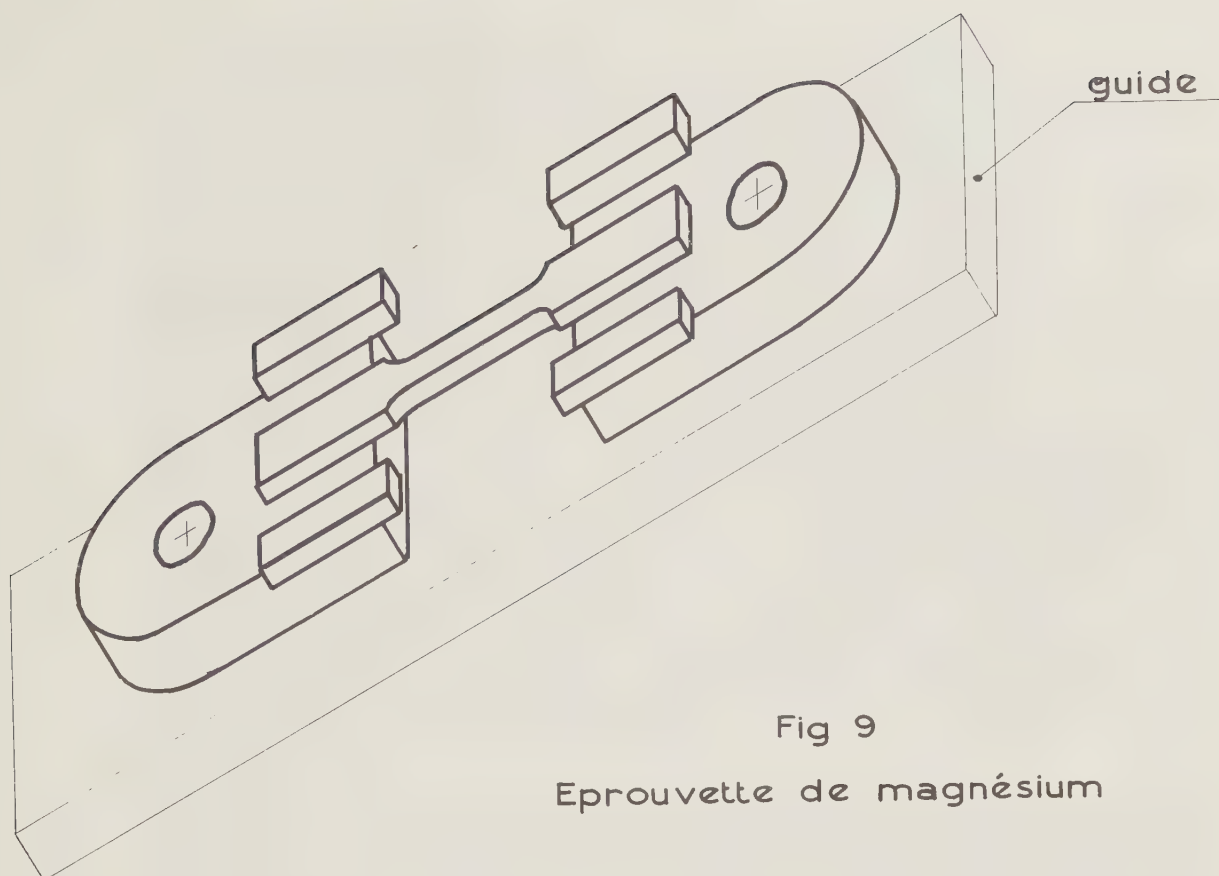


Fig 9
Eprouvette de magnésium

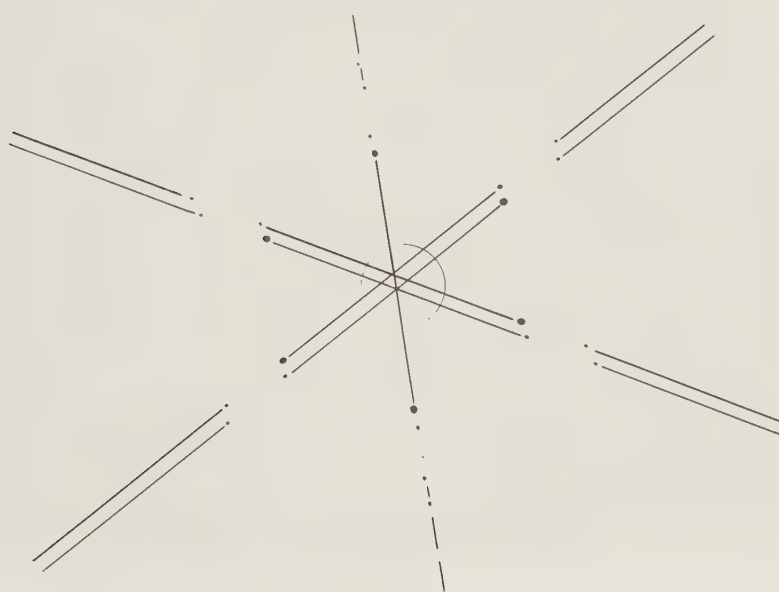


Fig 10 Methode du double Lauë

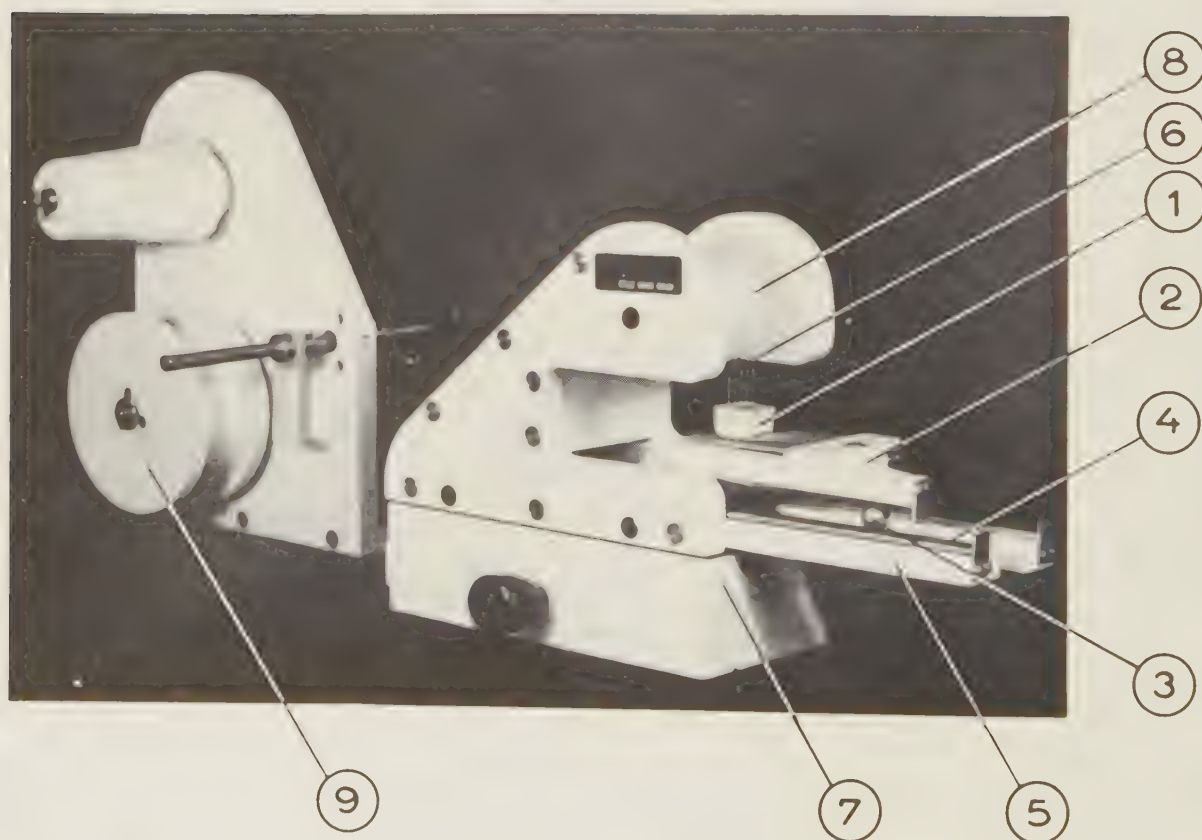
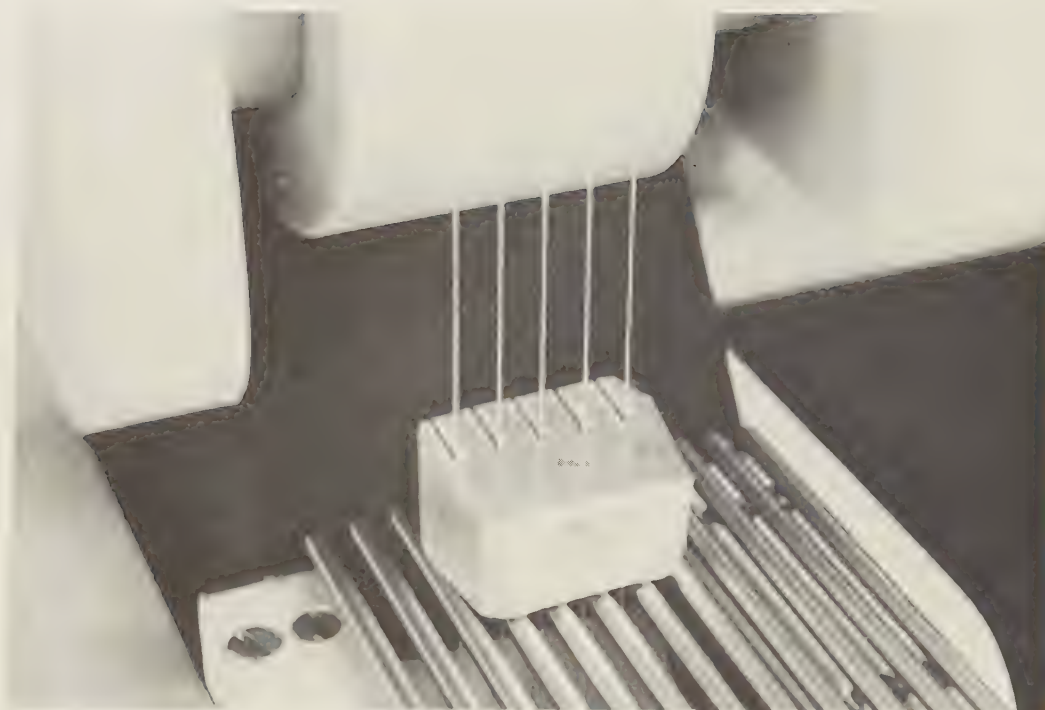


Fig 11 Scie chimique

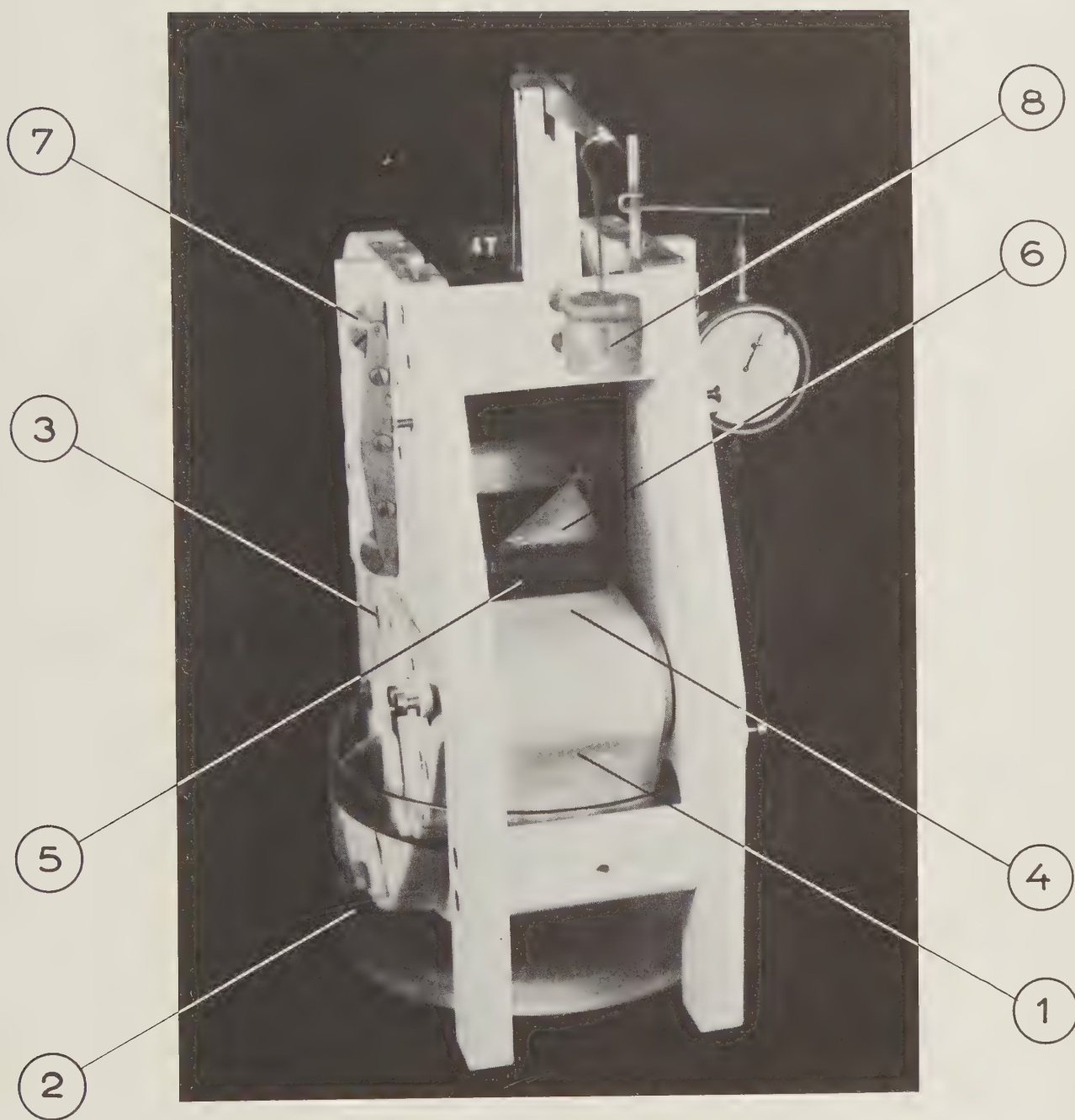


Fig 12 Machine à bande

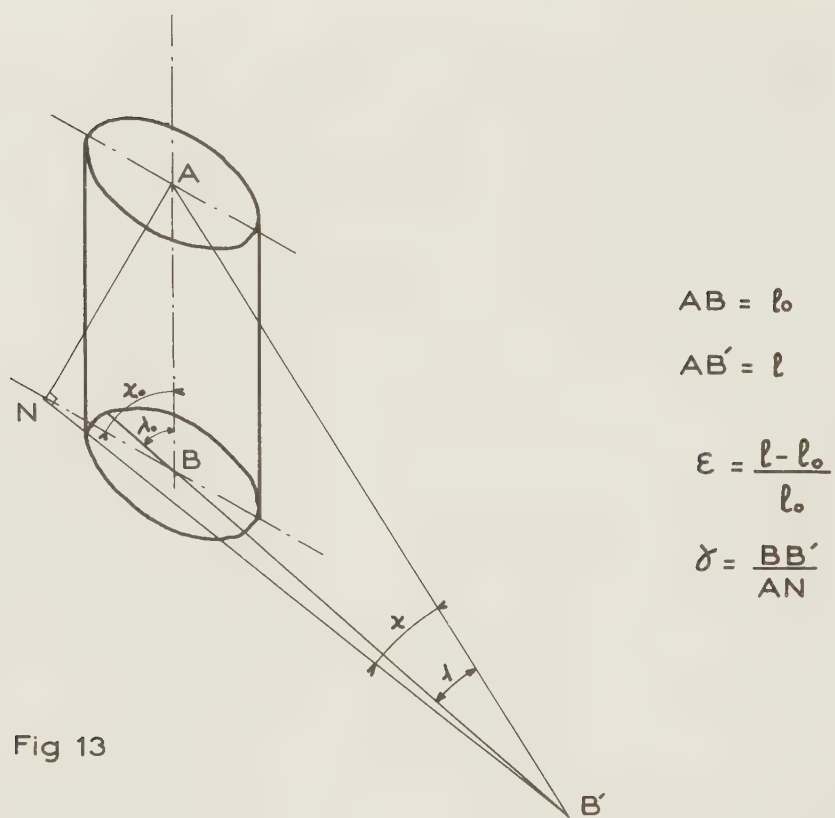


Fig 13

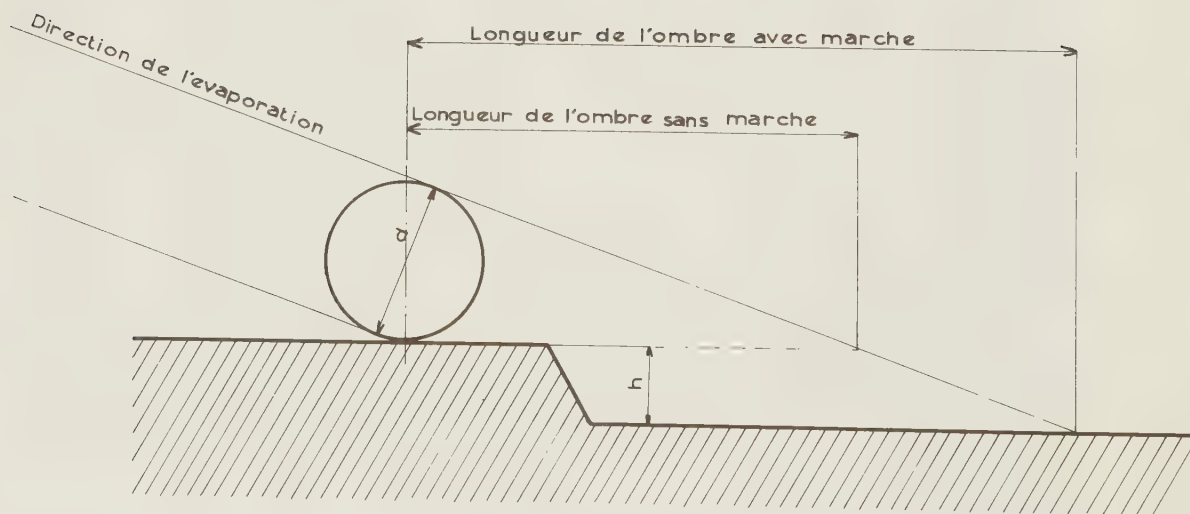


Fig 14 Méthode de l'ombre des boules de latex

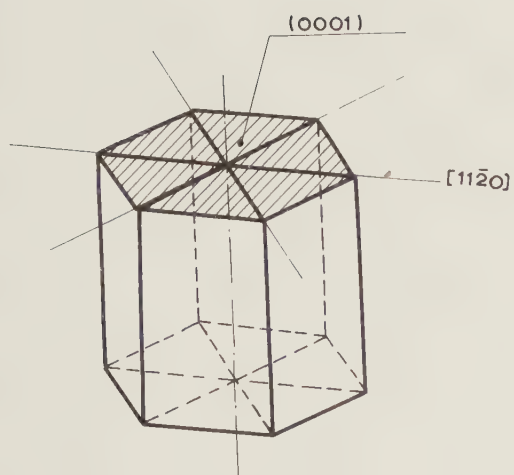


Fig 15 Le glissement basal

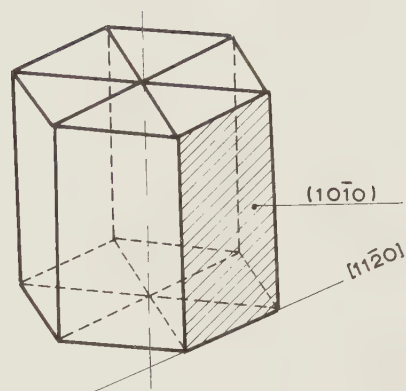


Fig 16 Le glissement prismatique

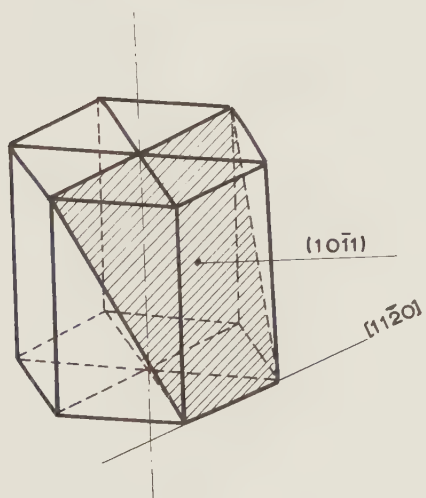


Fig 17 Le glissement pyramidal de première espèce

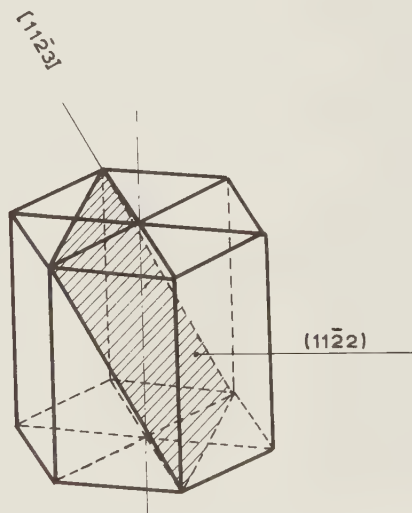


Fig 18 Le glissement pyramidal de seconde espèce

Métal	c/a	Mode principal à l'ambiante	Réf.	Autres modes observés	Réf.
Cadmium	1,886	Basal	(69) (70)	prismatique pyramidal I pyramidal II	(48) (15)
Zinc	1,856	Basal	(71) (72) (73)	prismatique pyramidal I pyramidal II	(49) (74) (16)
Cobalt	1,623	Basal	(75)	?	(76)
Magnésium	1,623	Basal	(77) (78) (79)	prismatique pyramidal I pyramidal II	(50) (51) (52)
Rhénium	1,615	Basal prismatique	(80) (81)		
Zirconium	1,593	prismatique	(82)	basal pyramidal I	(83) (84)
Titane	1,587	prismatique	(85)	basal pyramidal I	(86) (87)
Hafnium	1,581	prismatique	(88)	basal pyramidal I	(89) (90)
Yttrium	1,571	prismatique	(91)	basal	(92)
Béryllium	1,567	basal	(95)	prismatique pyramidal I	(36) (37)

Tableau I : Les différents modes de glissement observés dans les métaux hexagonaux

Nota : pyramidal I : pyramidal de première espèce

pyramidal II: pyramidal de deuxième espèce

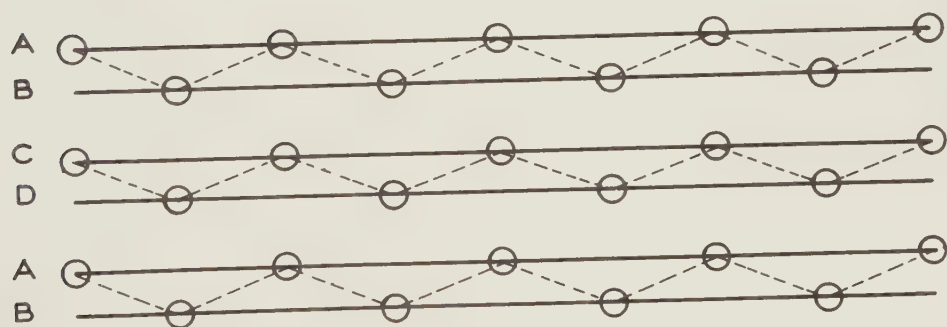


Fig 19 Notion de plans rugueux :

Empilement des plans $(10\bar{1}0)$

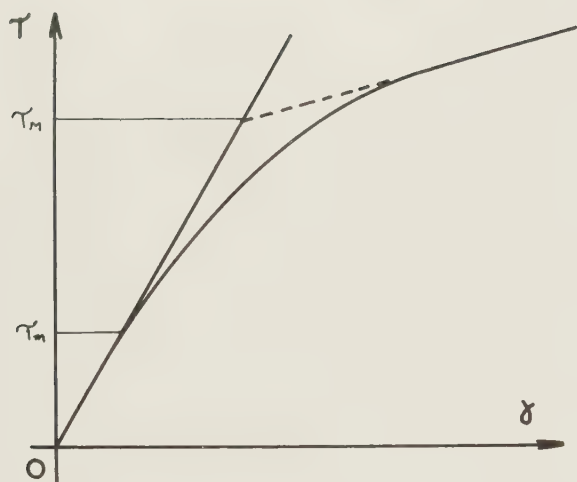


Fig 20 Limite elastique

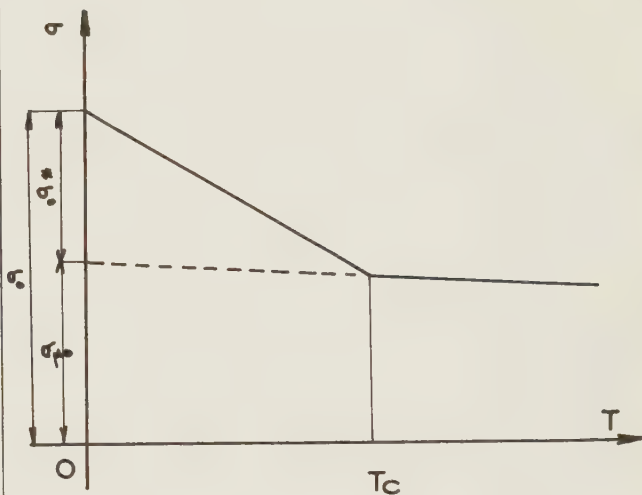


Fig 21 Activation du glissement

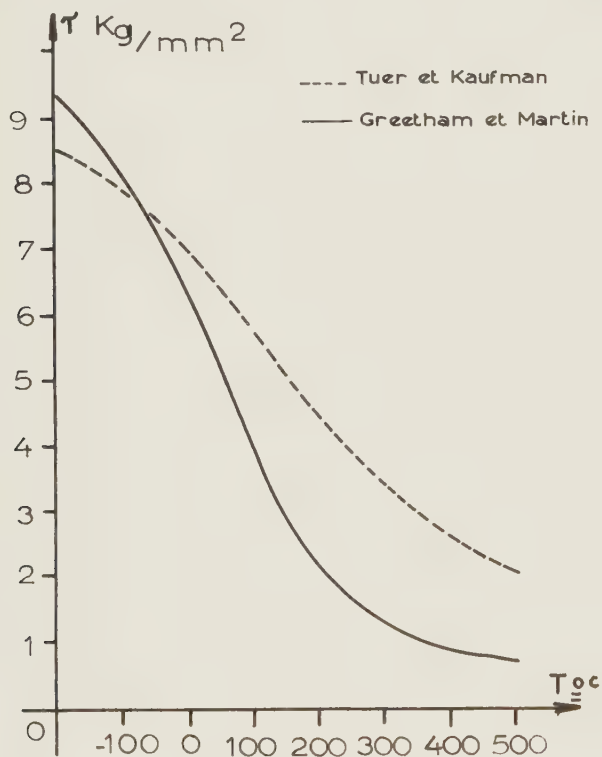


Fig 22 Variation de la limite elastique en fonction de la temperature

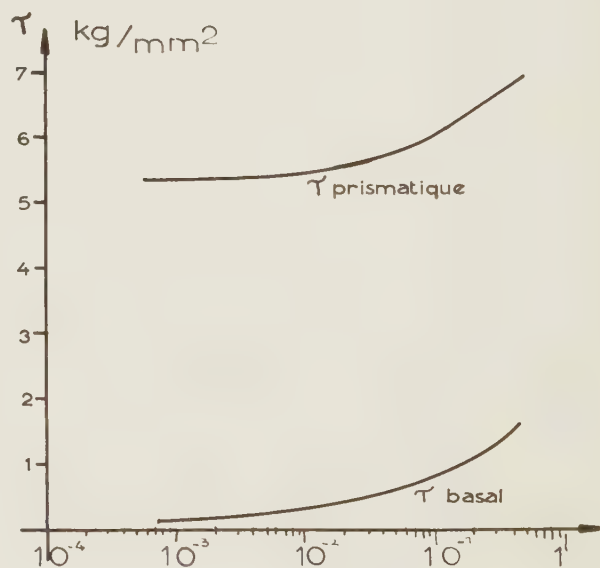


Fig 23 Influence de la pureté

$$\frac{R_{4,2^\circ K}}{R_{273^\circ K}}$$

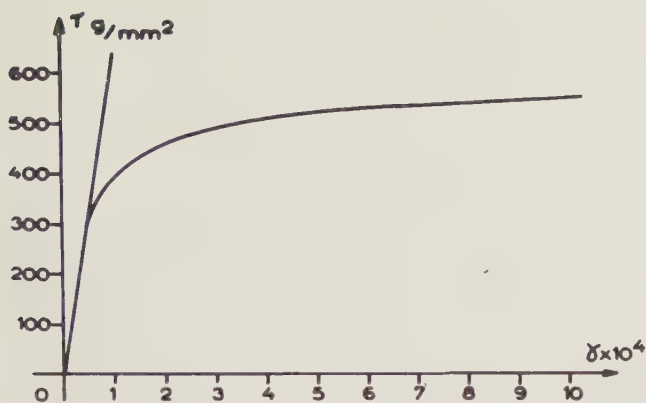


Fig 24 MICRODEFORMATION EN GLISSEMENT BASAL A LA TEMPERATURE AMBIANTE ($\dot{\epsilon}=0,0005$)

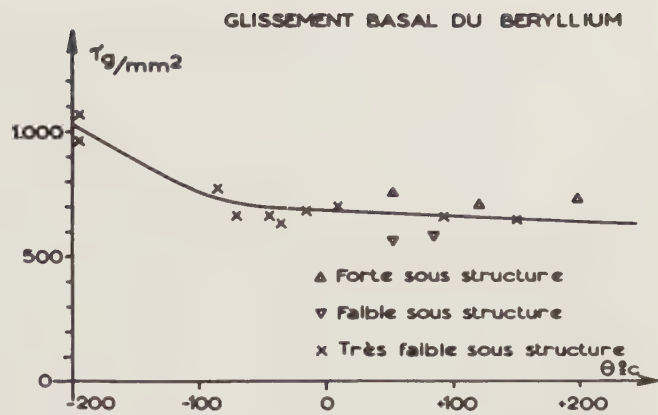


Fig 25 VARIATION DE LA LIMITE ELASTIQUE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE (ESSAIS DE TRACTION)

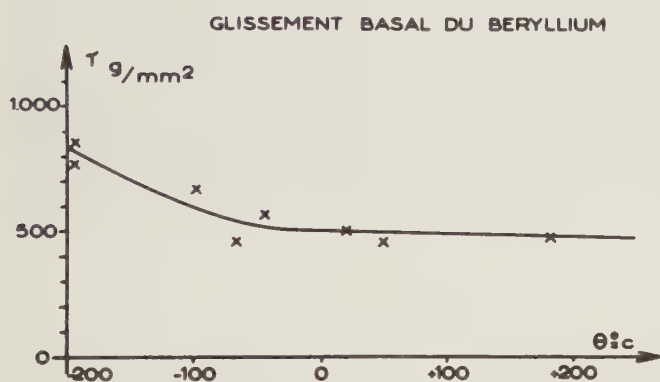


Fig 26 VARIATION DE LA LIMITE ELASTIQUE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE (ESSAIS DE COMPRESSION)

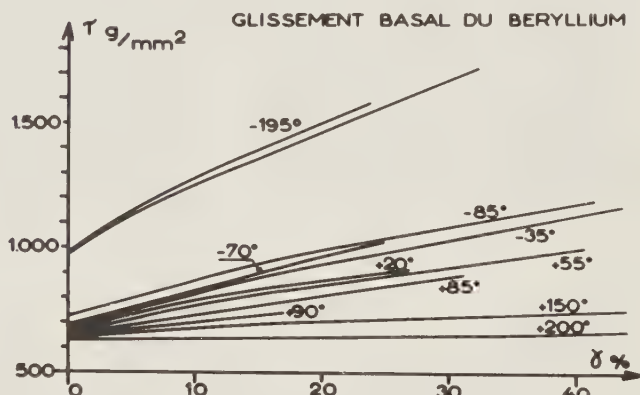


Fig 27 COURBES RESOLUES (TRACTION)
 $\dot{\epsilon} = 2,5 \times 10^{-4}$

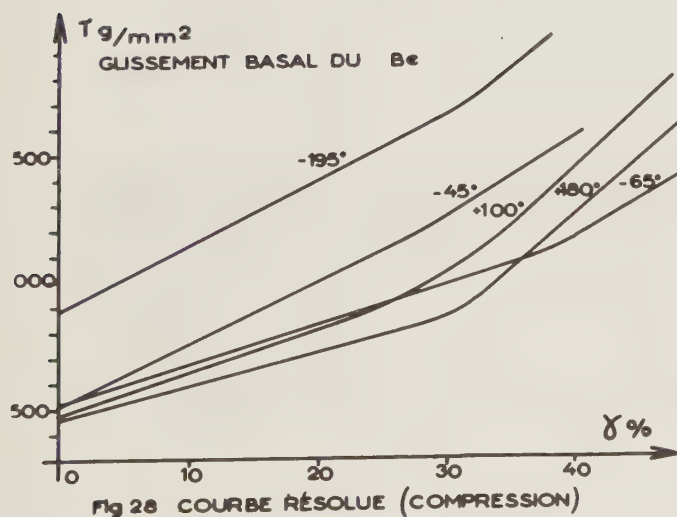


Fig 28 COURBE RESOLUE (COMPRESSION)

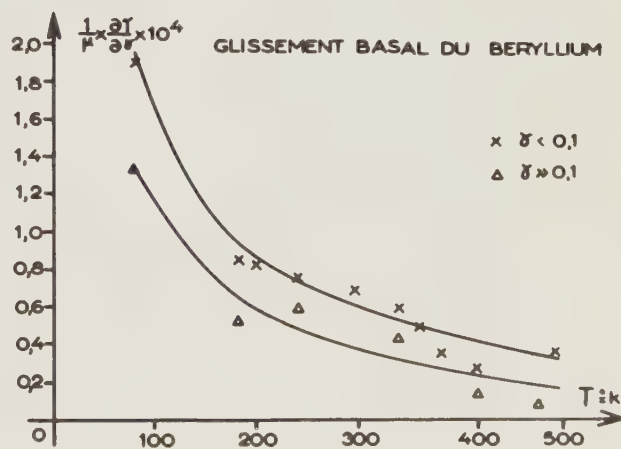


Fig 29 VARIATION DE LA CONSOLIDATION EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

$\gamma = 0,1 \%$

$\gamma = 10 \%$

$\gamma = 30 \%$

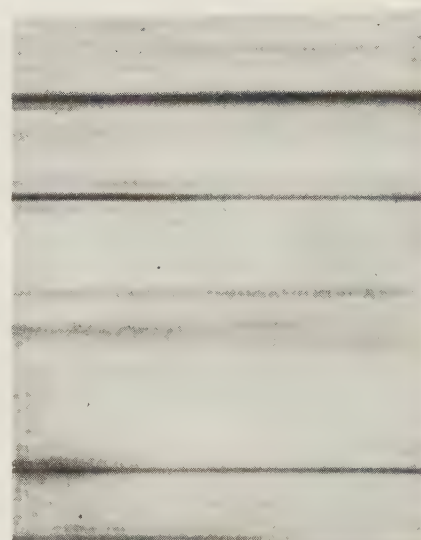
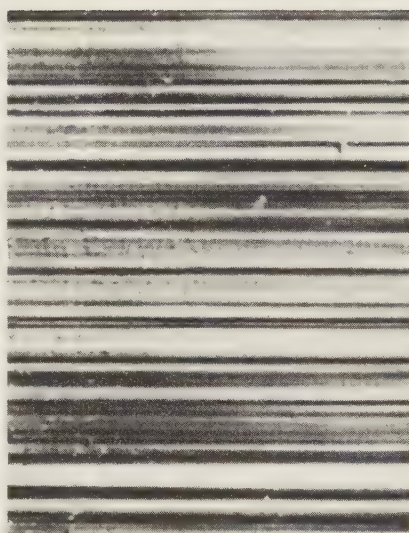
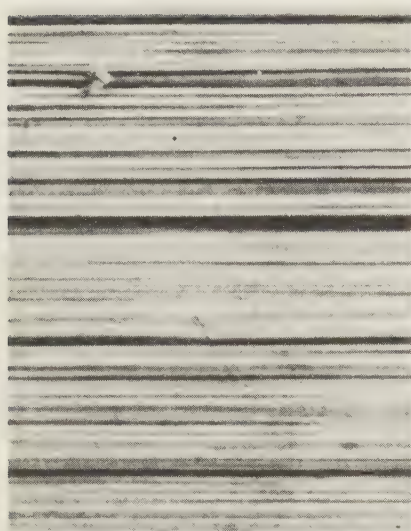


Fig 31 INFLUENCE DE LA DEFORMATION



Fig 30

L_0



Fig 32

Bande
en "S"



Fig 32 Courbure des plans

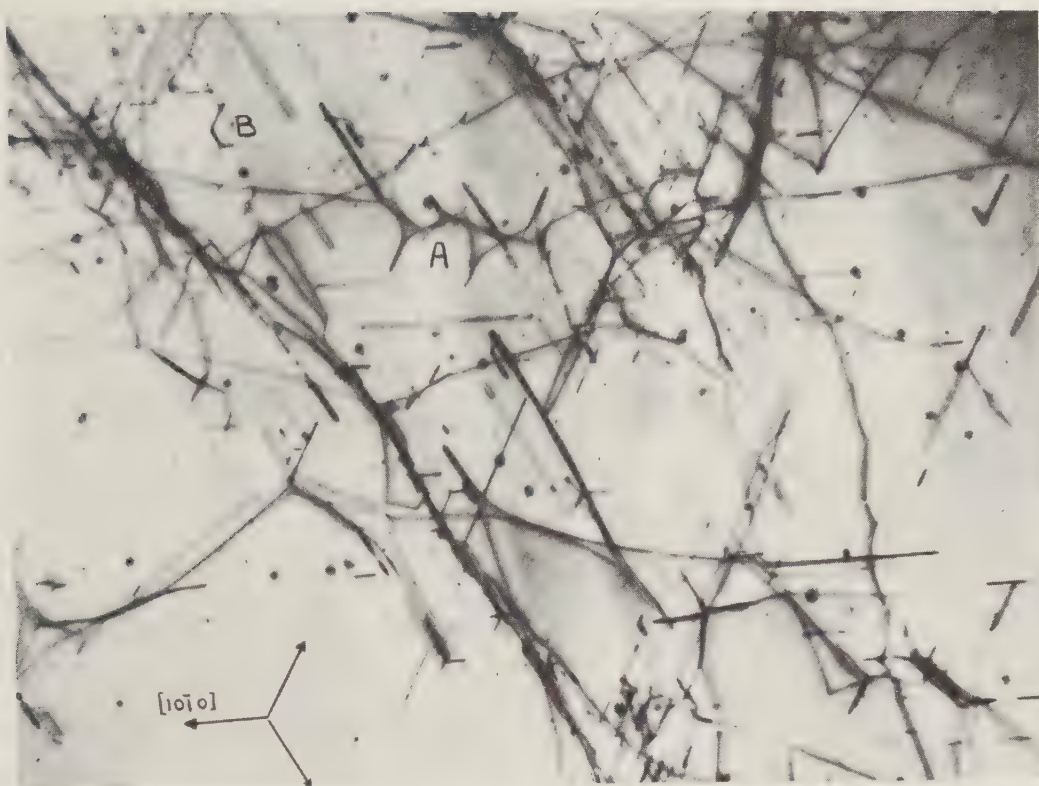


Fig 33 Etat déformé à l'ambiante (x 25.000)

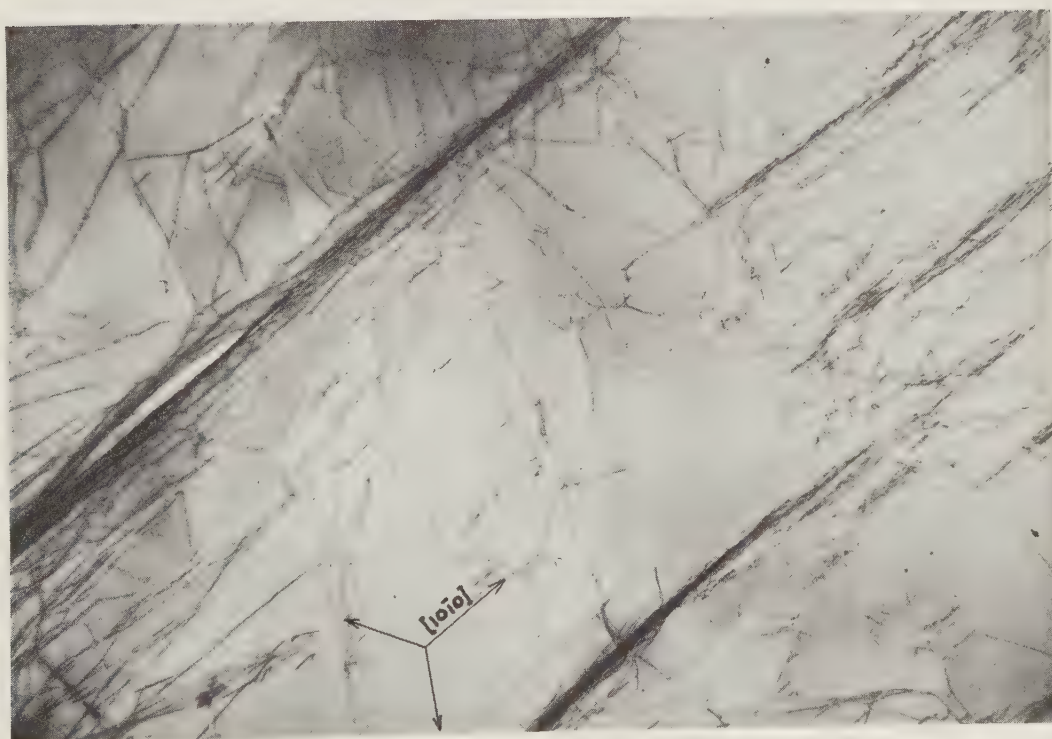


Fig 34 Etat déformé à l'azote liquide (x 8.000)

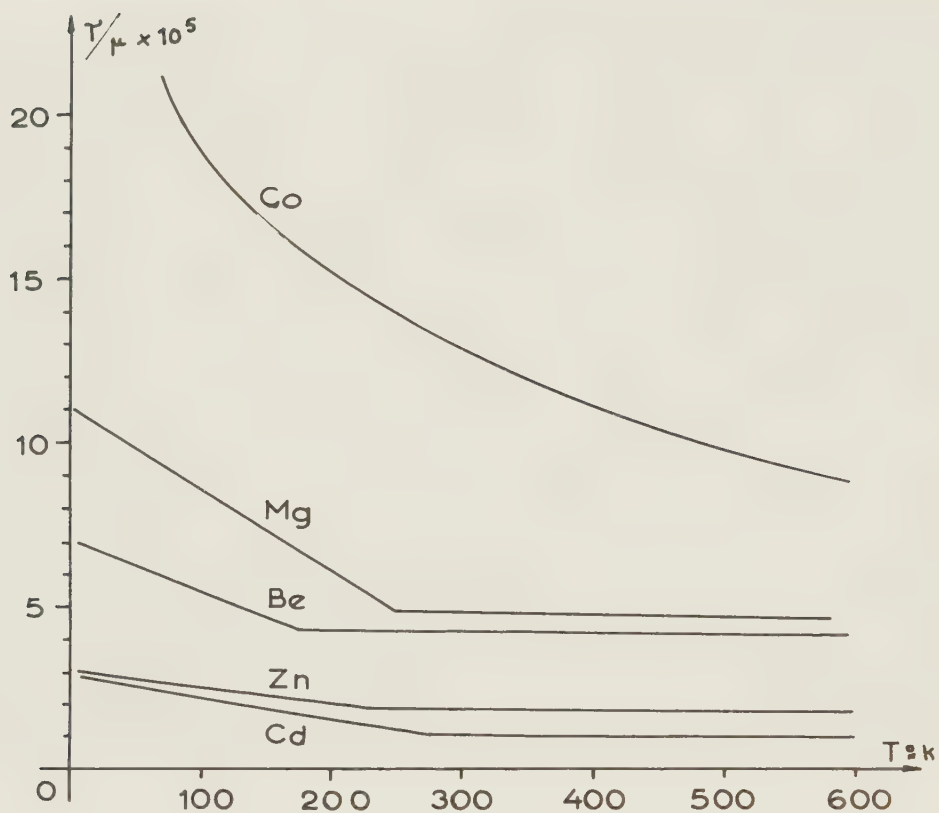


Fig 35 LIMITE ELASTIQUE DES HEXAGONAUX

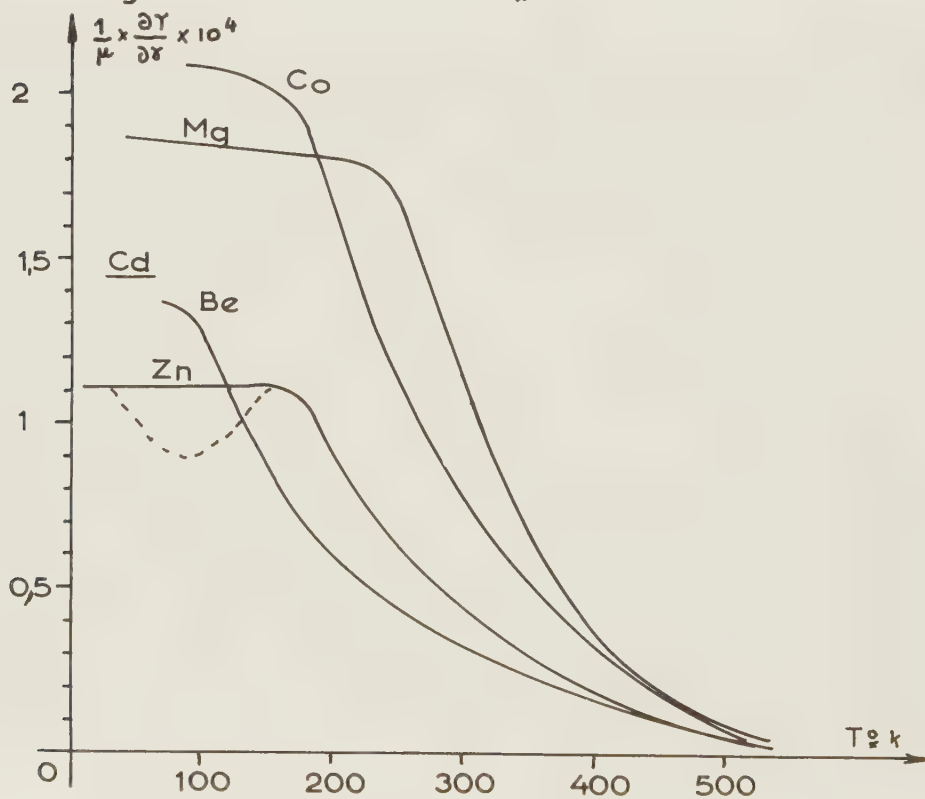


Fig 36 CONSOLIDATION DES HEXAGONAUX

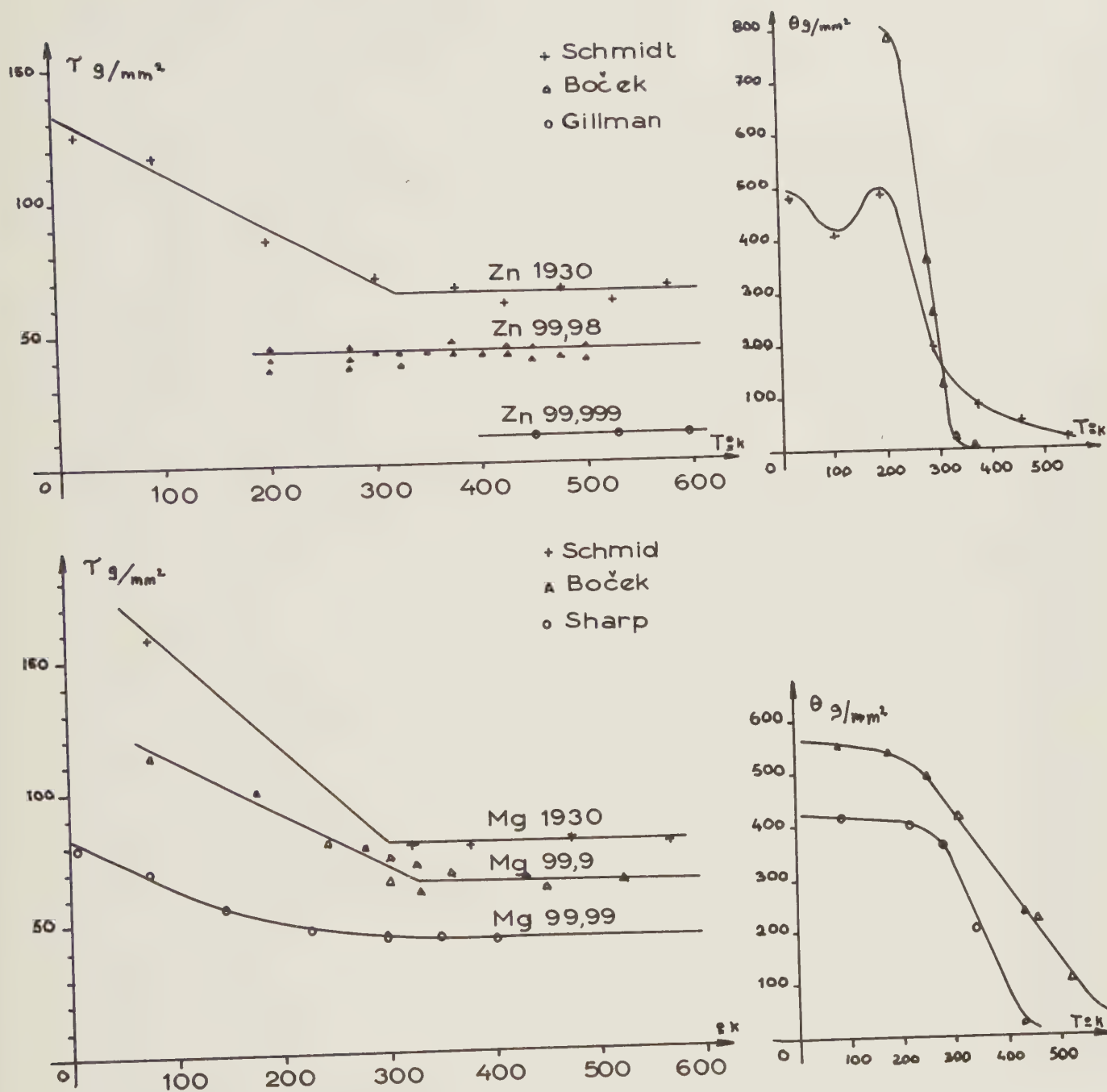


Fig 37 Influence de la pureté sur la limite élastique et la consolidation en glissement basal

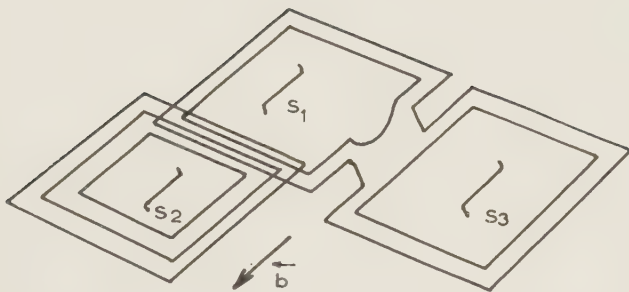


Fig 38 Modèle de Hirsh

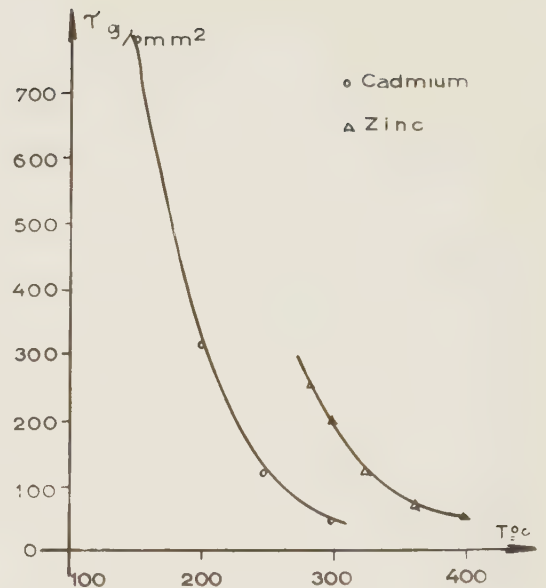


Fig 39 Limite élastique de Zn et Cd déformés en glissement prismatique

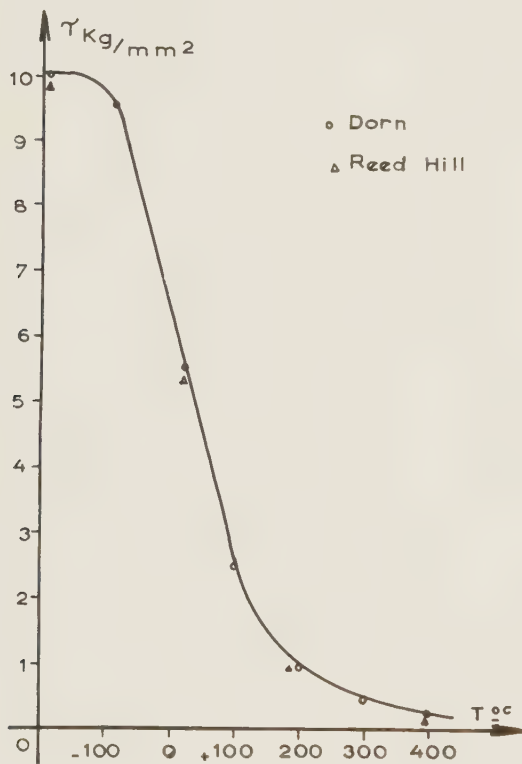


Fig 40 Limite élastique du Magnésium déformé en "glissement prismatique"

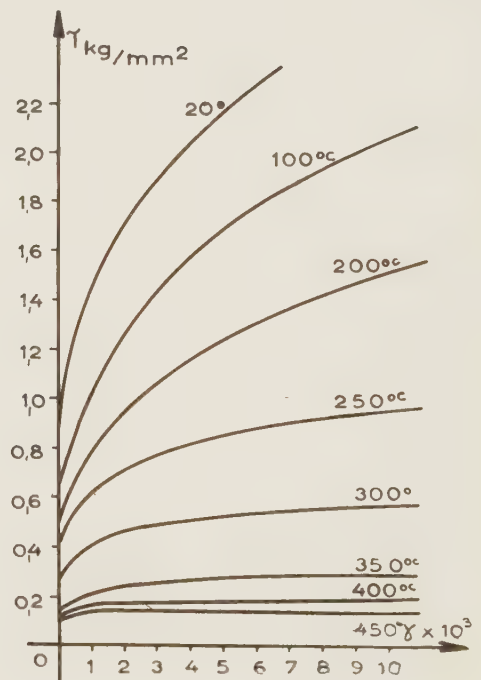


Fig 41 Glissement prismatique Mg (Yoshinaga et Horiuchi)

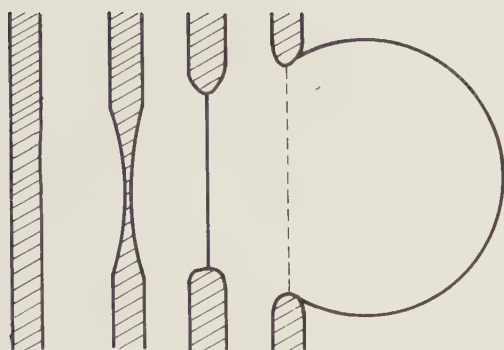


Fig 42 Modele de Shoeck
et Seeger

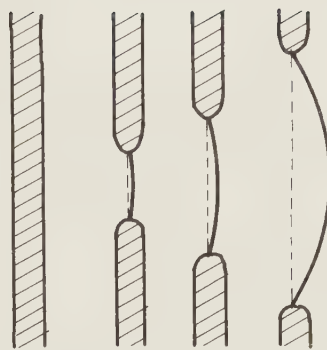
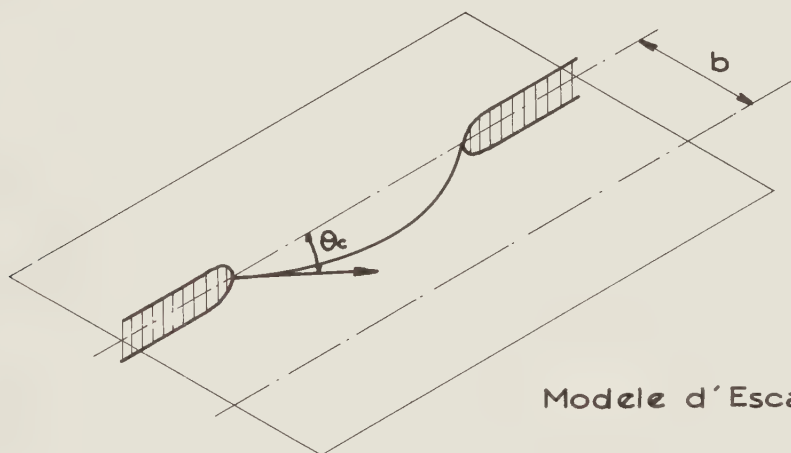


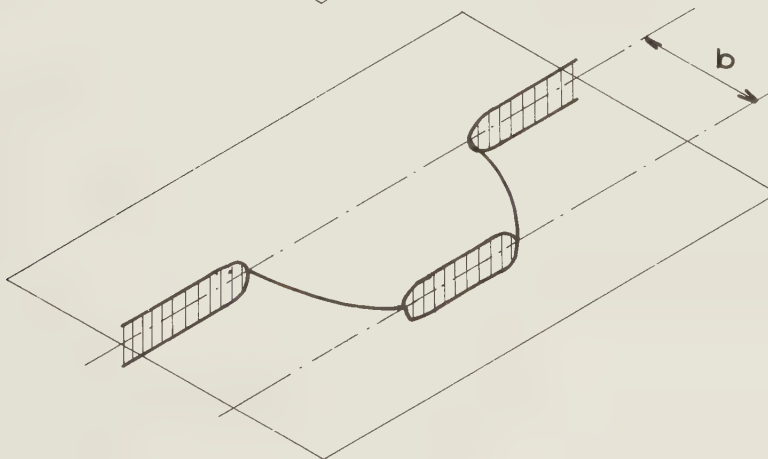
Fig 43 Modele de Friedel

Fig 44



Modele d'Escaig

Fig 45



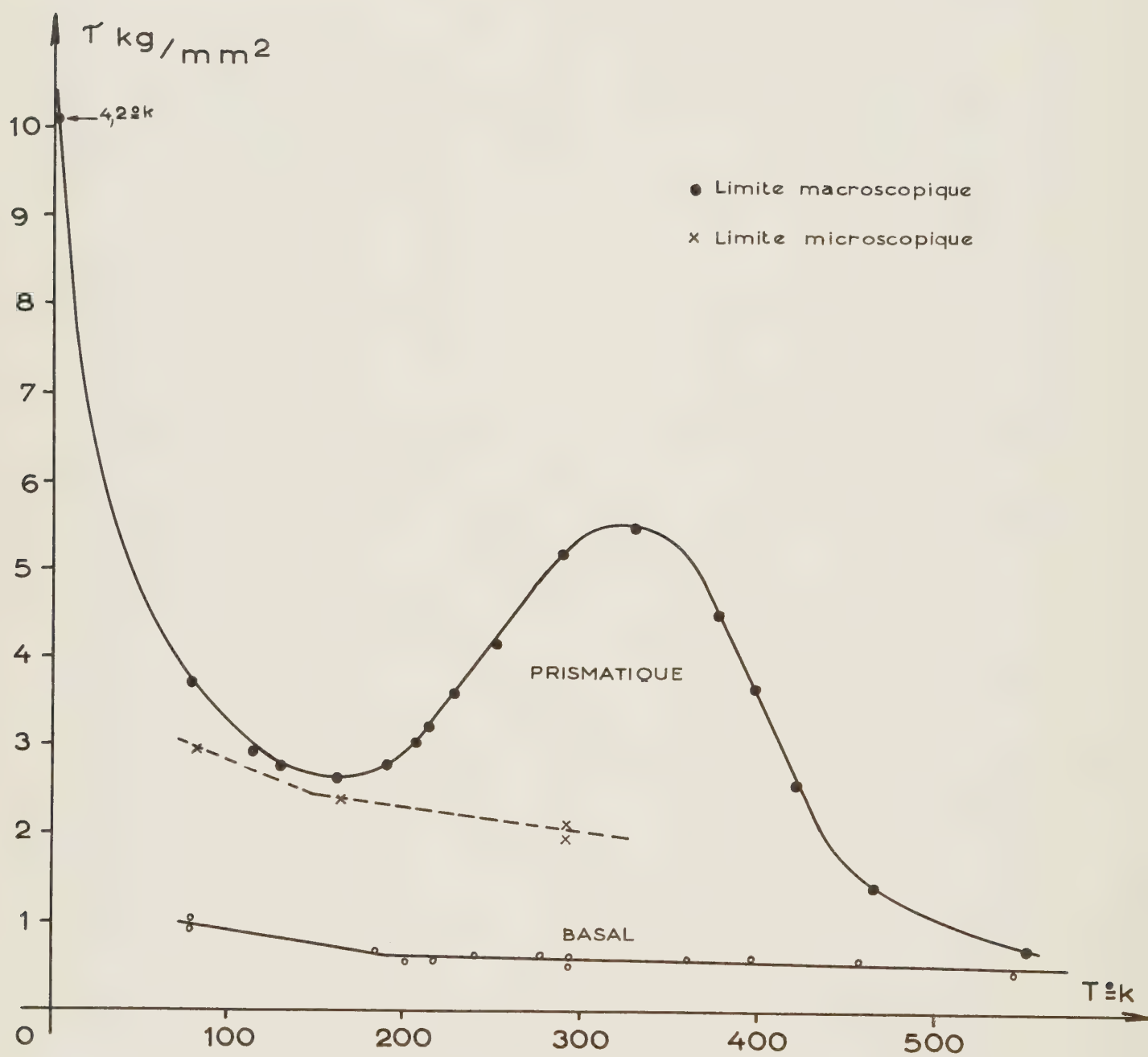


Fig 46 Variation des limites elastiques du Beryllium
en fonction de la temperature

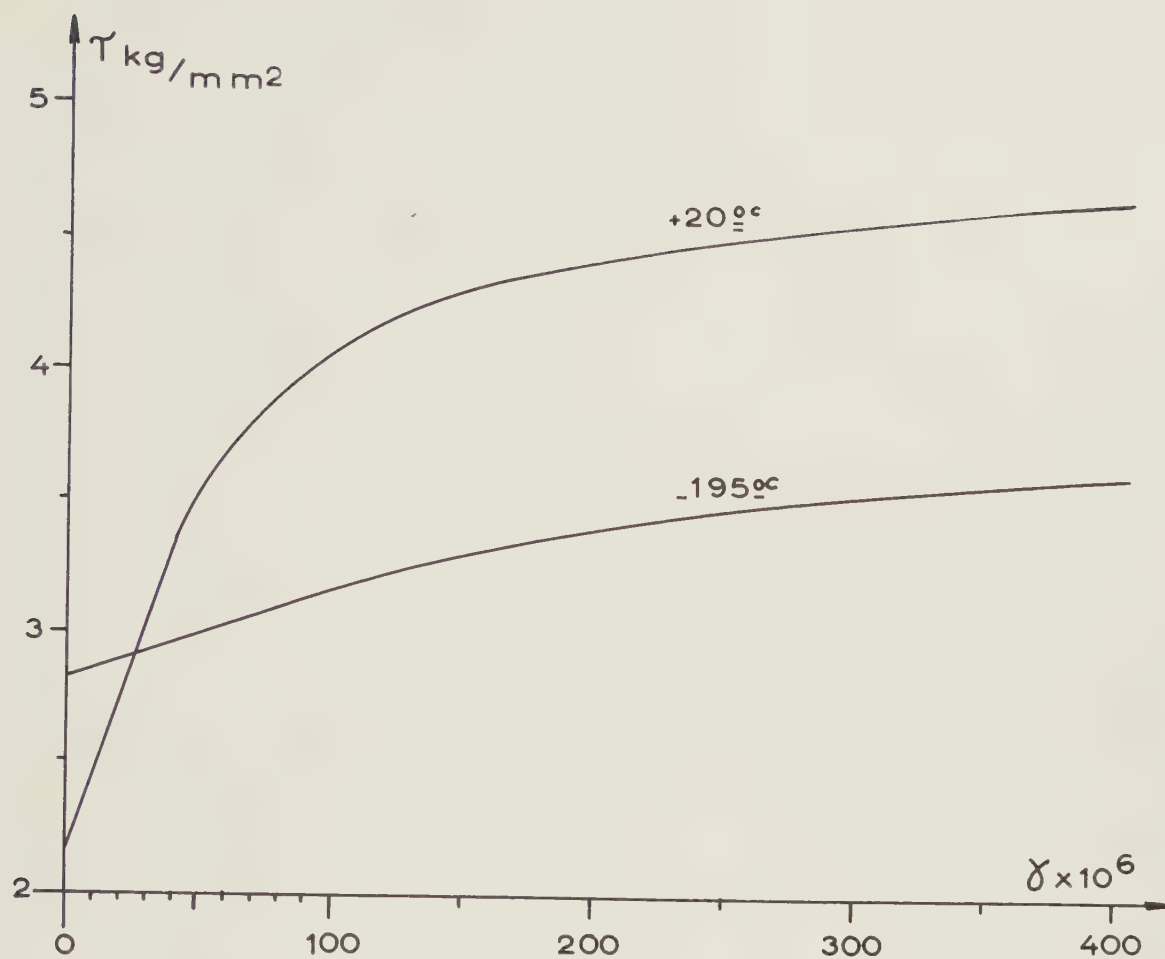


Fig 47 Microdeformation

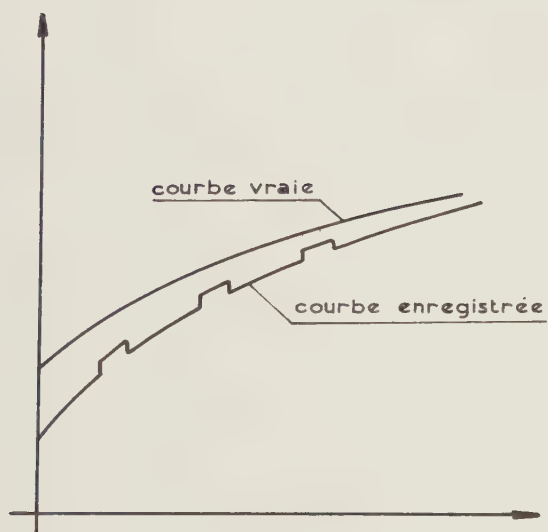


Fig 48 Correction de vitesse

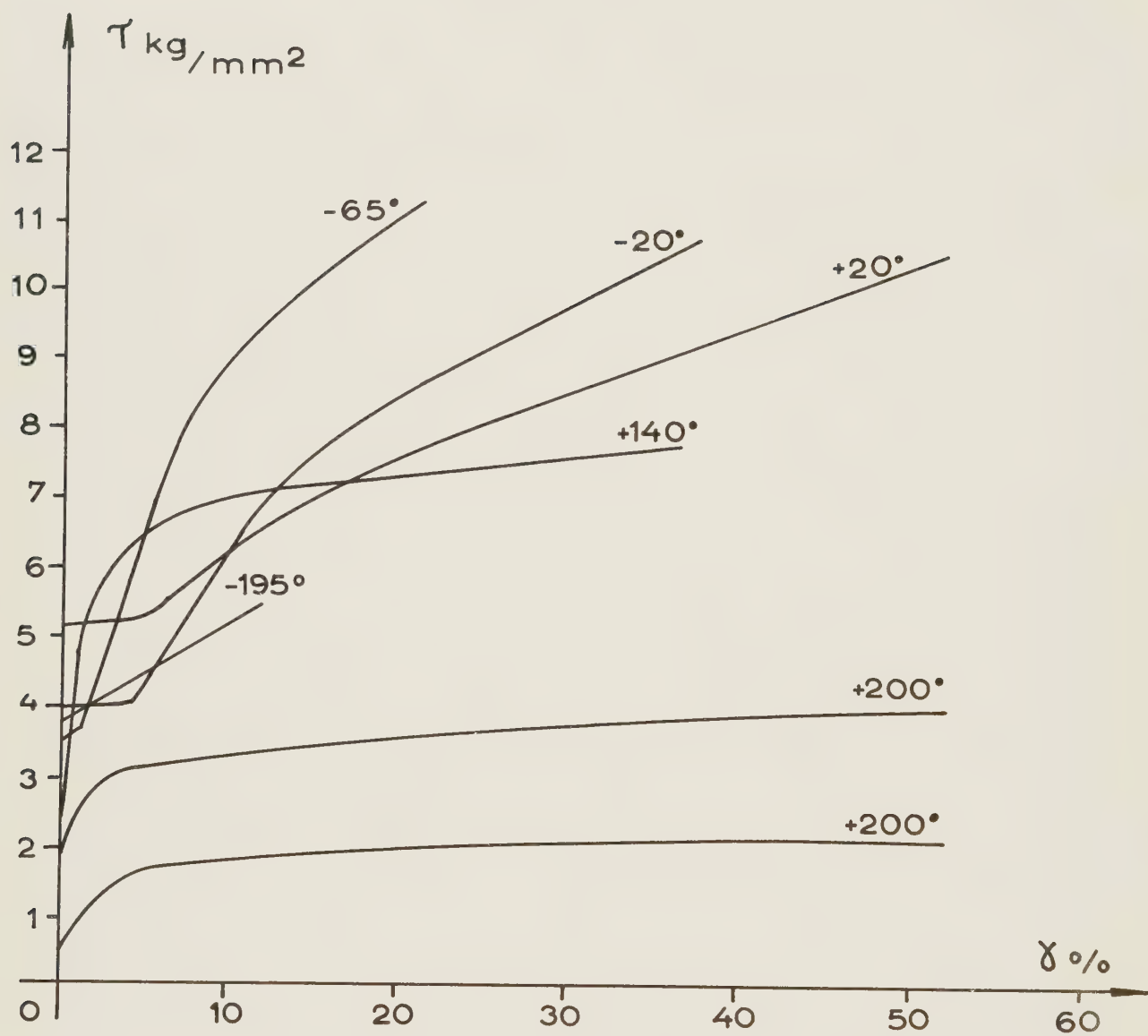


Fig 49 Courbes résolues

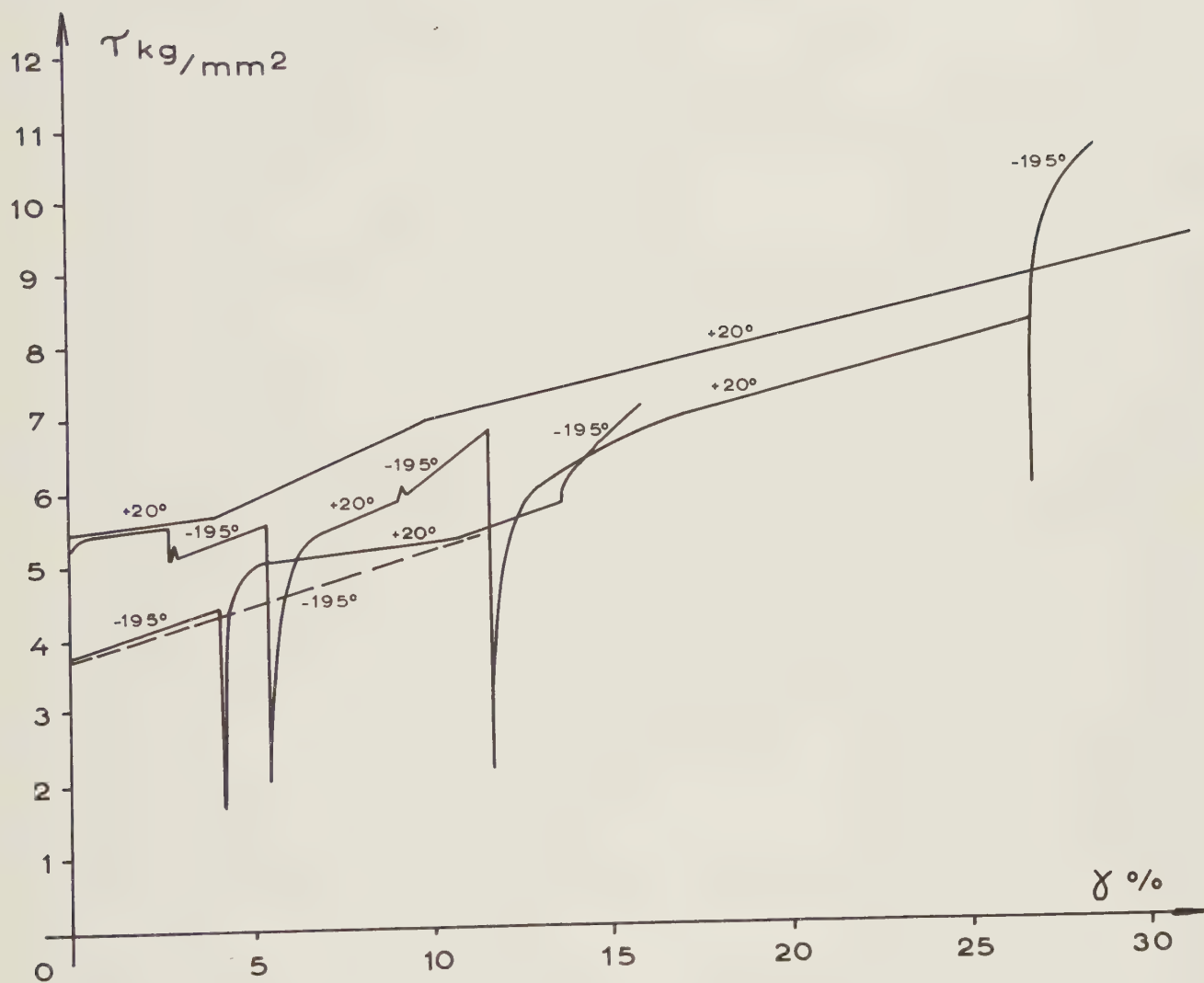


Fig 50 Influence des sauts de température

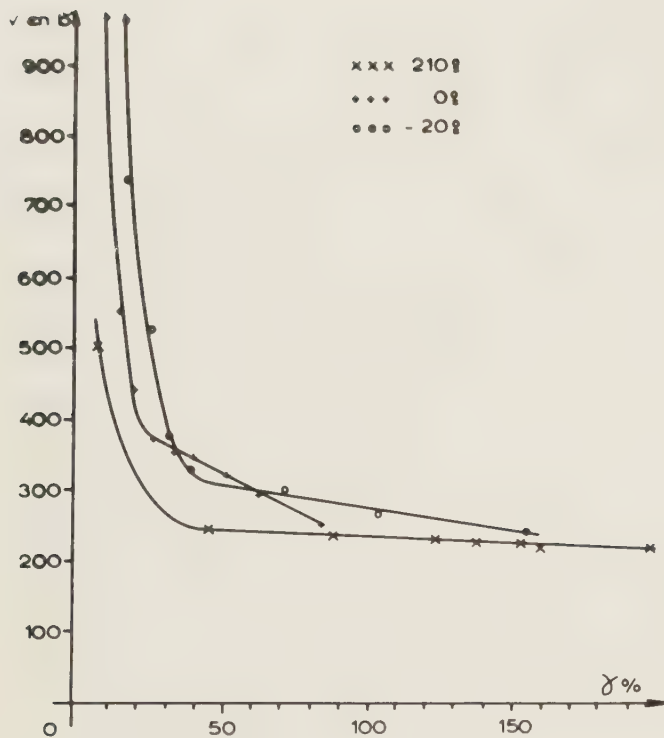


Fig 51 Variation du volume d'activation en fonction de la déformation pour quelques températures

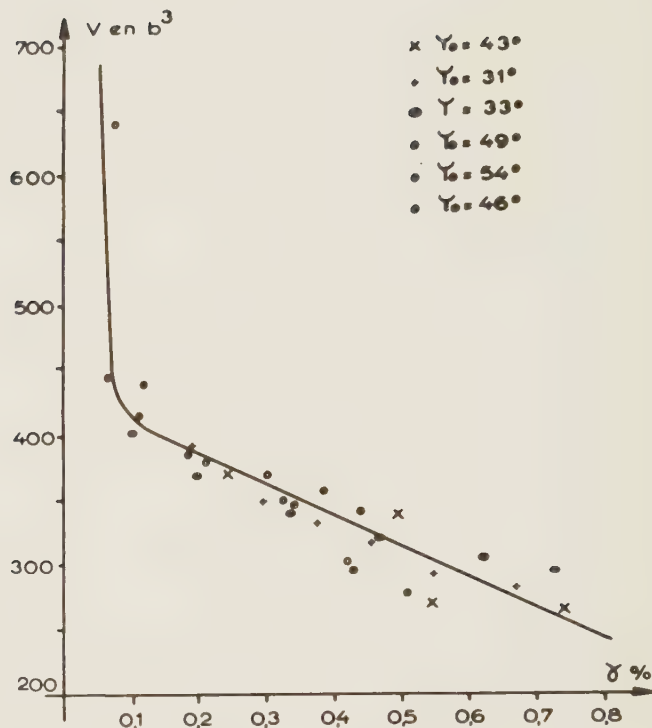


Fig 52 Variation du volume d'activation en fonction de la déformation à la température ambiante

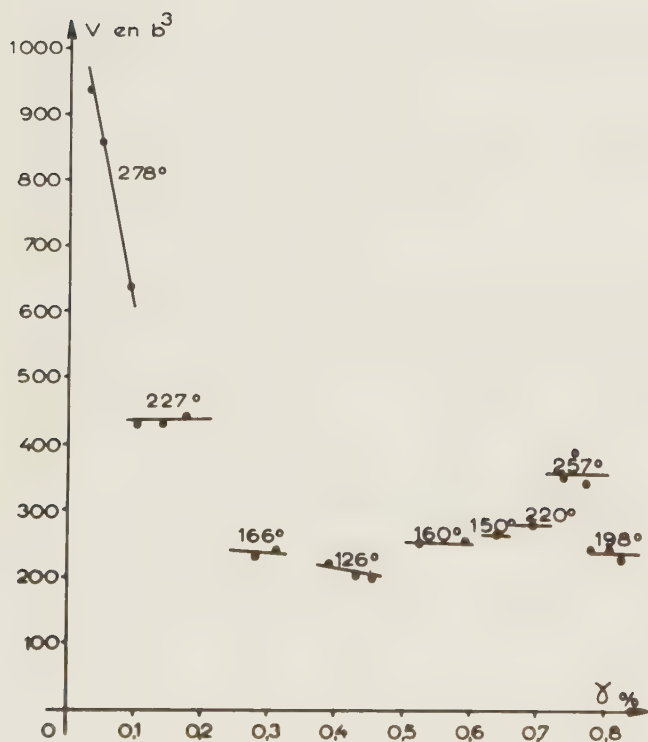


Fig 53 Variation du volume d'activation vers 200°C

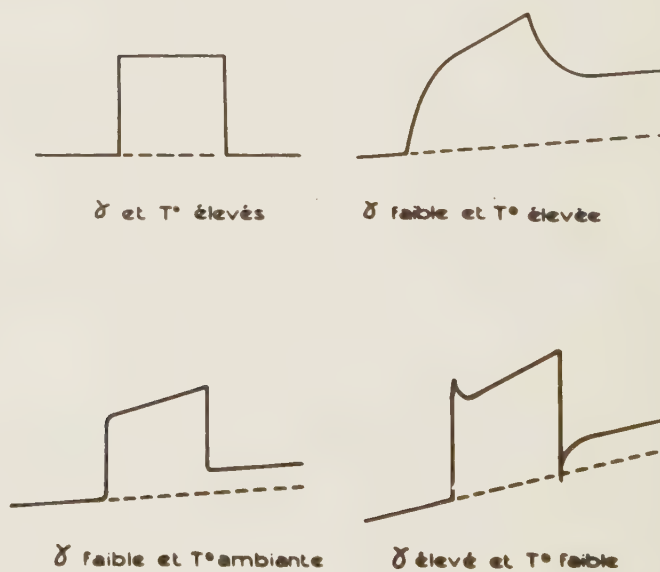


Fig 54 Aspects du saut de vitesse

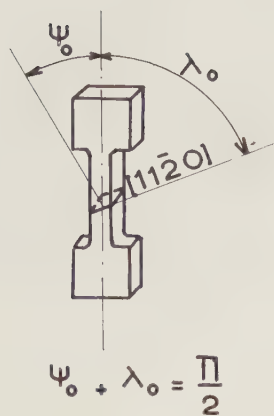


Fig 55 Définition
de ψ_0

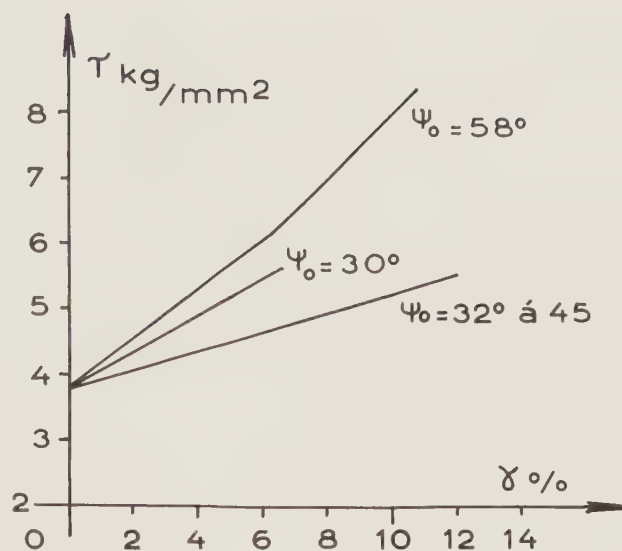


Fig 56 Glissement prismatique
double à -195°

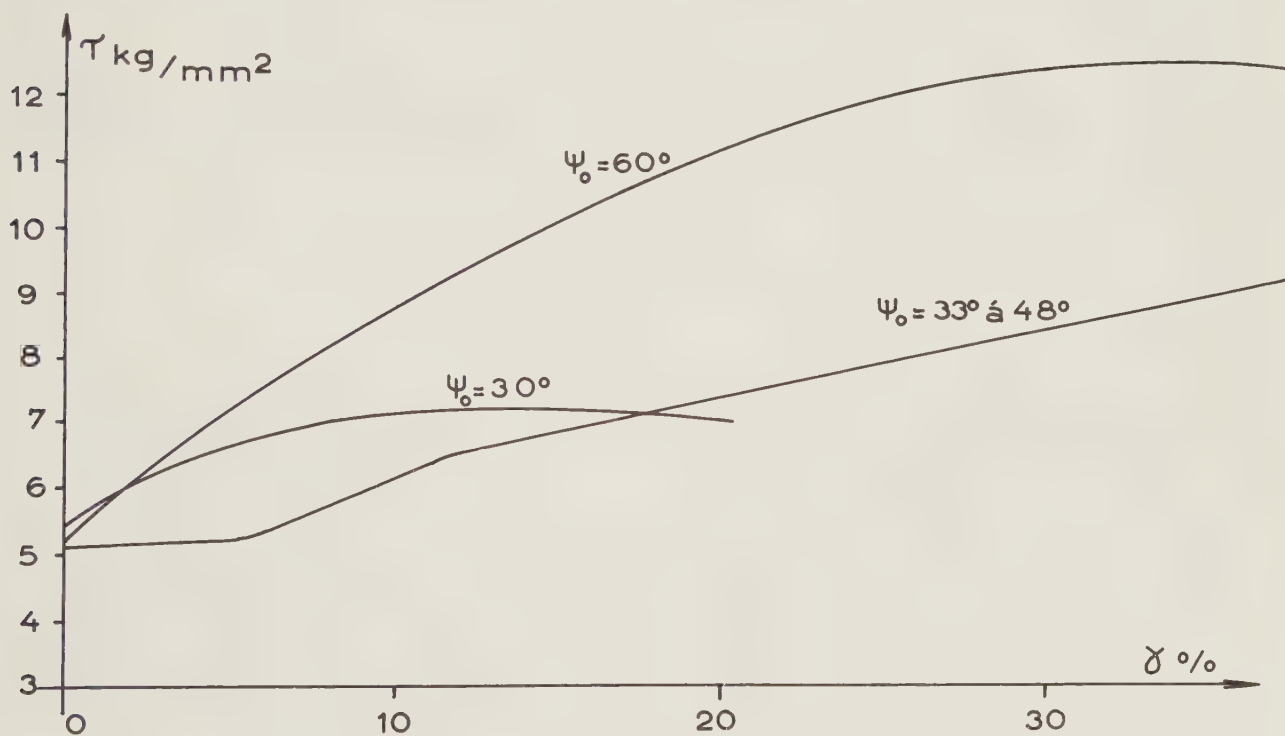


Fig 57 Glissement prismatique double à $+20^\circ$

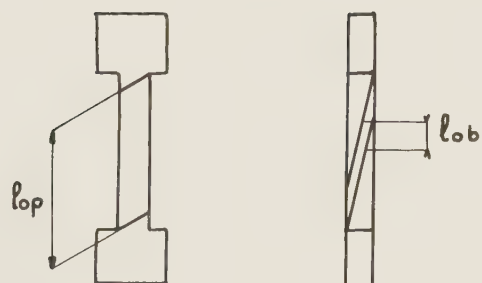


Fig 58

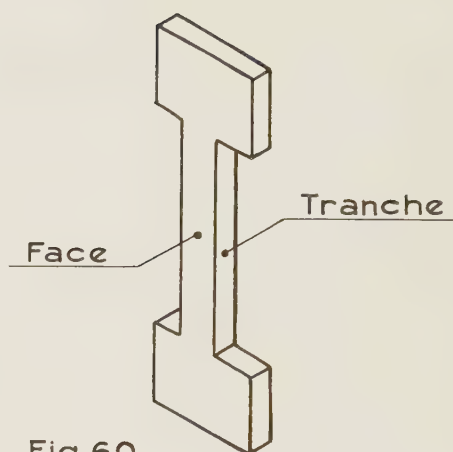


Fig 60

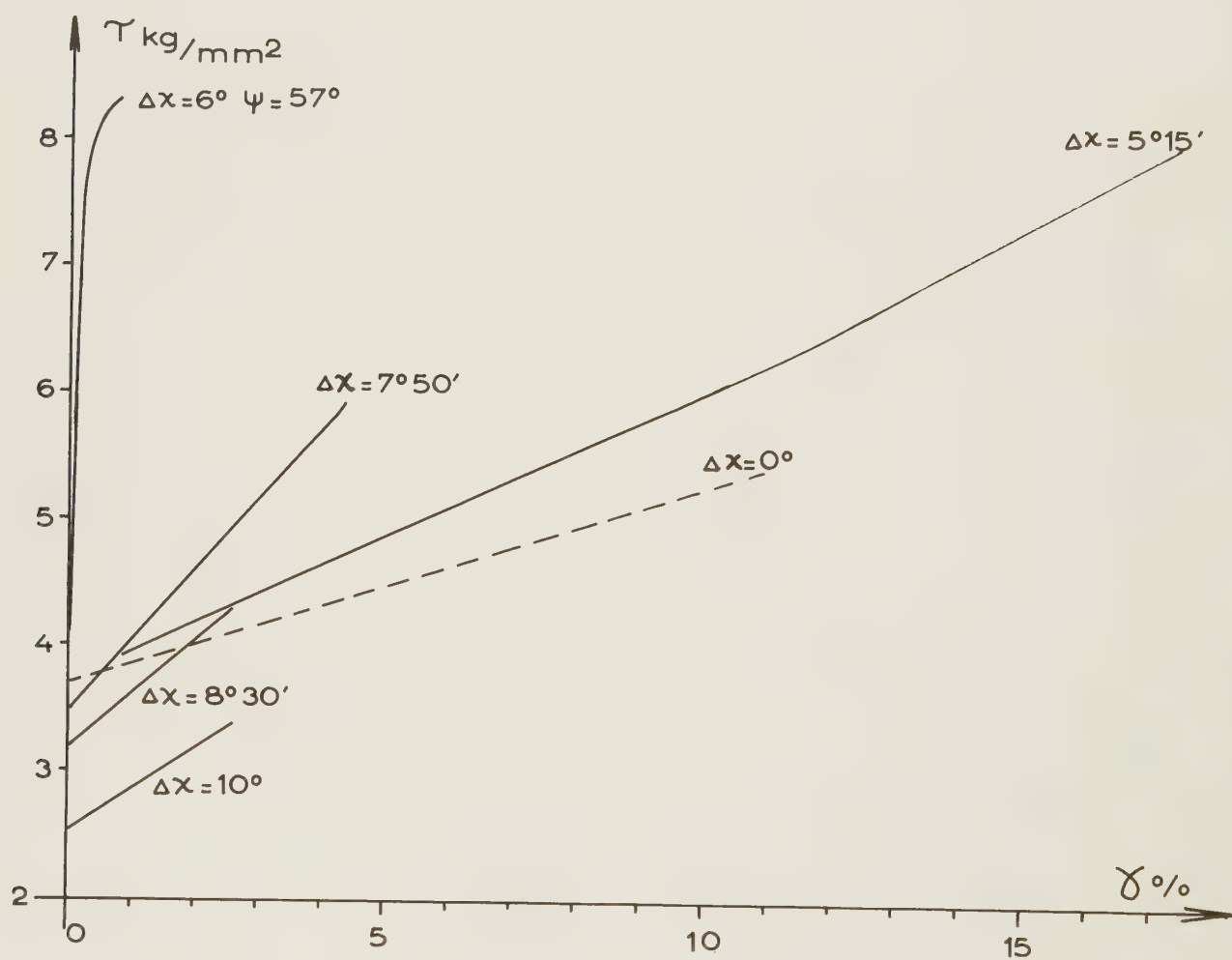


Fig 59 Influence de la désorientation du plan de base

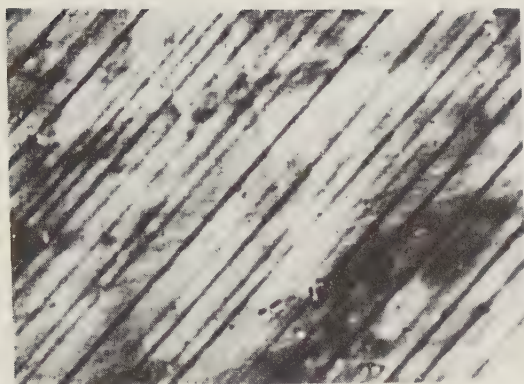


Fig 61:(x250)



Fig 62:(x250)



Fig 63:(x4000)



Fig 64:(x125)

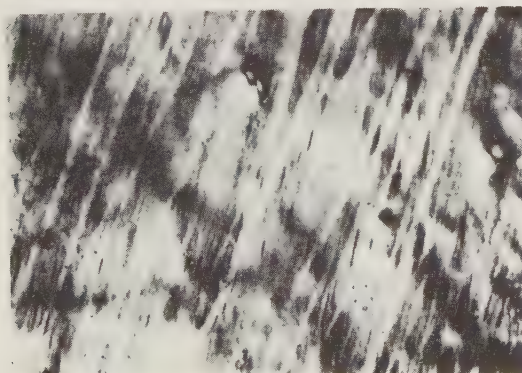


Fig 65:(x125)

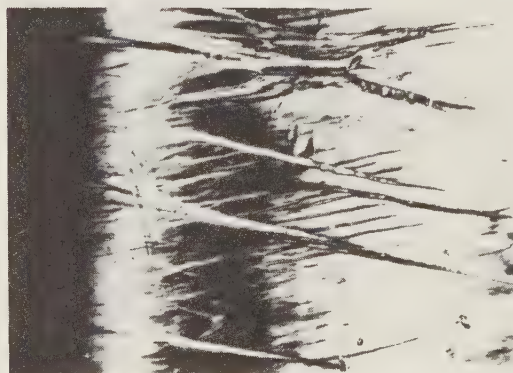


Fig 66:(x125)

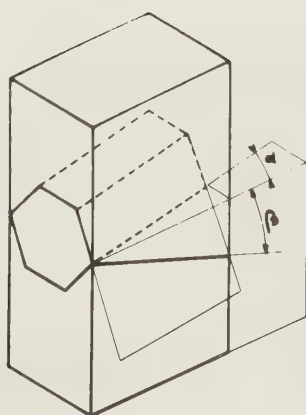


Fig 67



Fig 68:(x125)

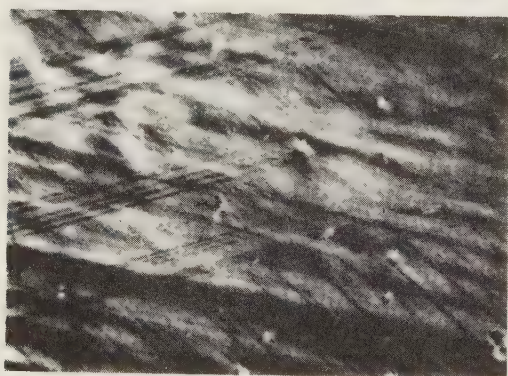


Fig 69:(x125)

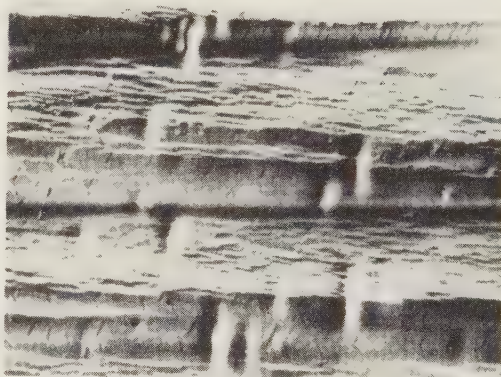


Fig 70:(x125)

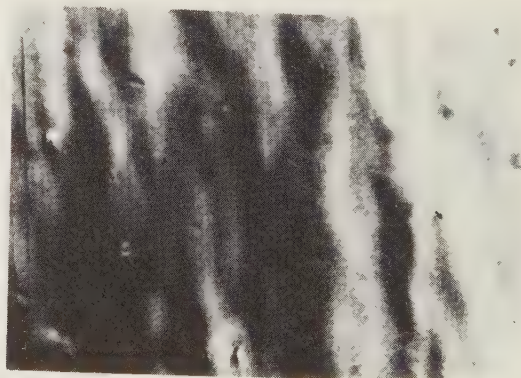
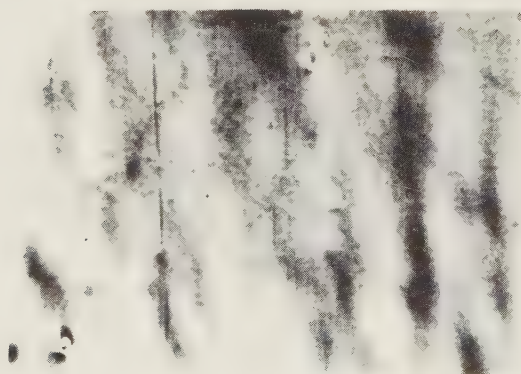


Fig 71:(x125)

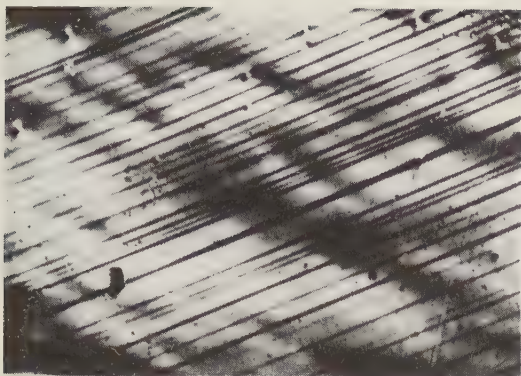


Fig 72: (x125)

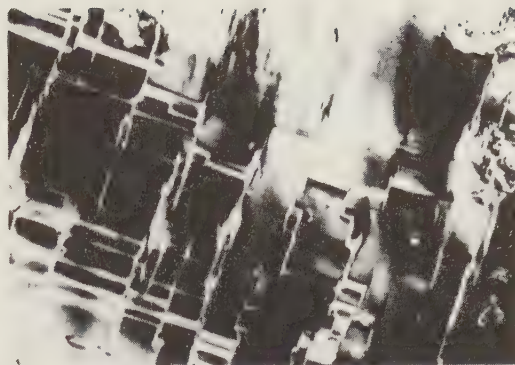


Fig 73: (x125)



Fig 74: (x125)

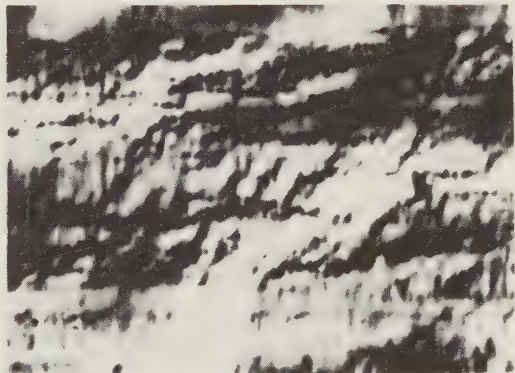


Fig 75: (x125)

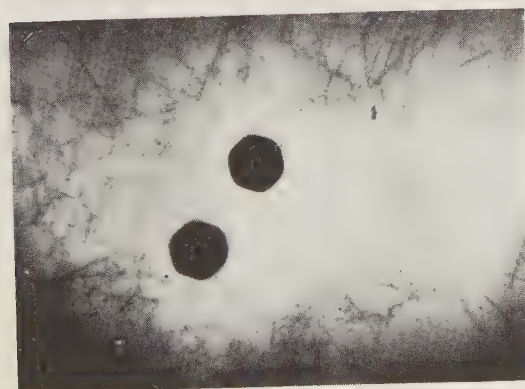


Fig 76 Etat recuit coupe // à (0001)
(x 8.000)



Fig 77 Etat recuit coupe // à (0001)
(x 8.000)

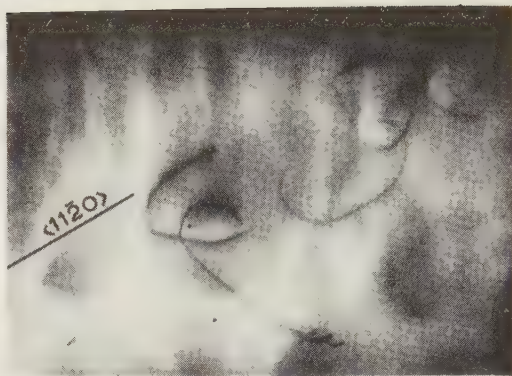
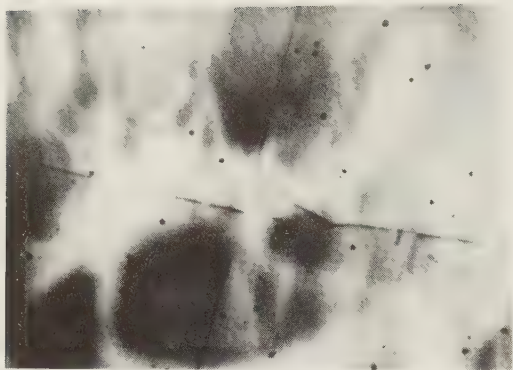


Fig 78 Etat recuit coupe // à $(10\bar{1}0)$ grossissement 20.000

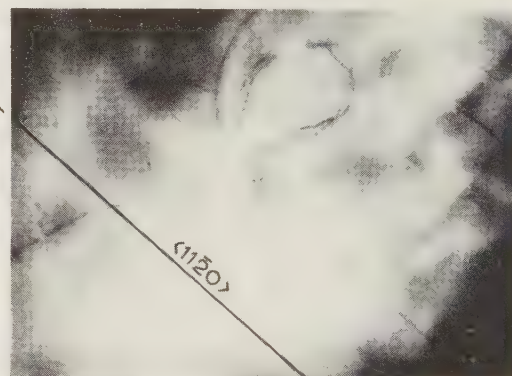
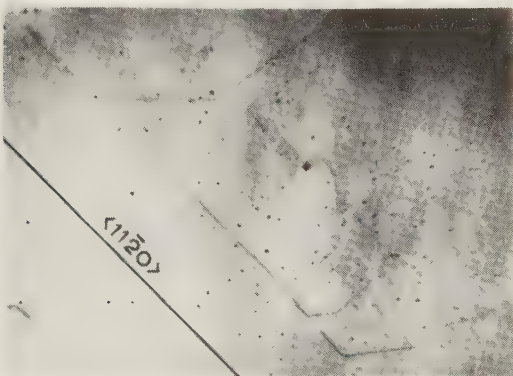
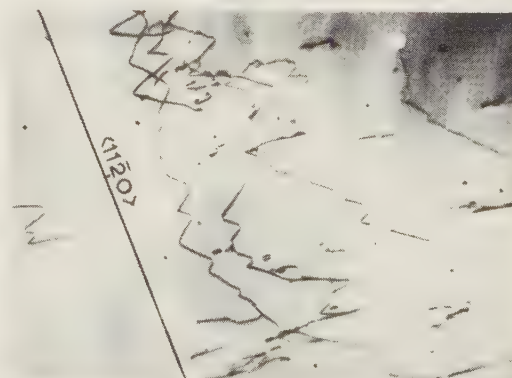
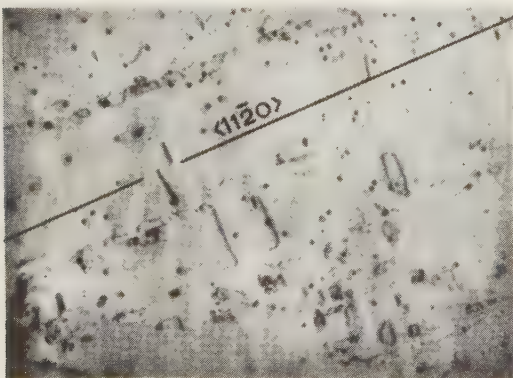


Fig 78bis Etat microdéformé coupe // à $(10\bar{1}0)$ G.= 20.000



Coupe // à (0001)

Coupe // à $(10\bar{1}0)$

Fig 79 Etat déformé à l'azote liquide G=20.000

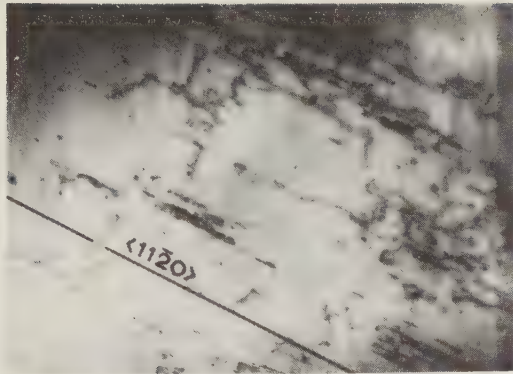


Fig 80 Etat déformé à l'ambiante coupe // à $(10\bar{1}0)$ $G=20.000$

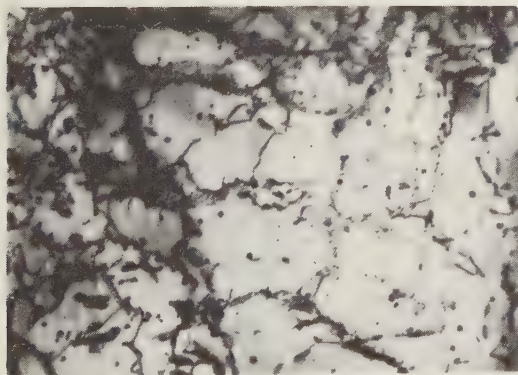
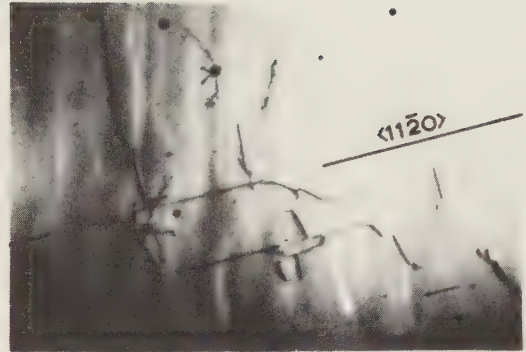


Fig 81 Etat déformé à l'ambiante coupe // à (0001) $G=12.000$

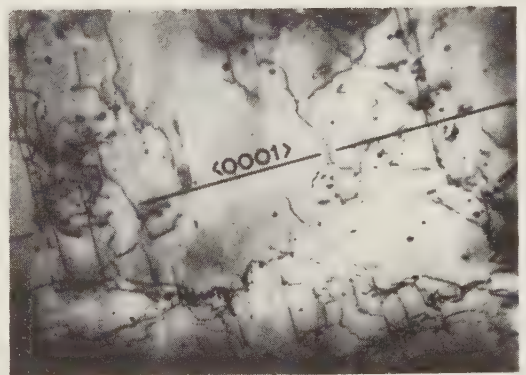


Fig 82 Glissement prismatique double coupe // à $(11\bar{2}0)$ $G=15.000$

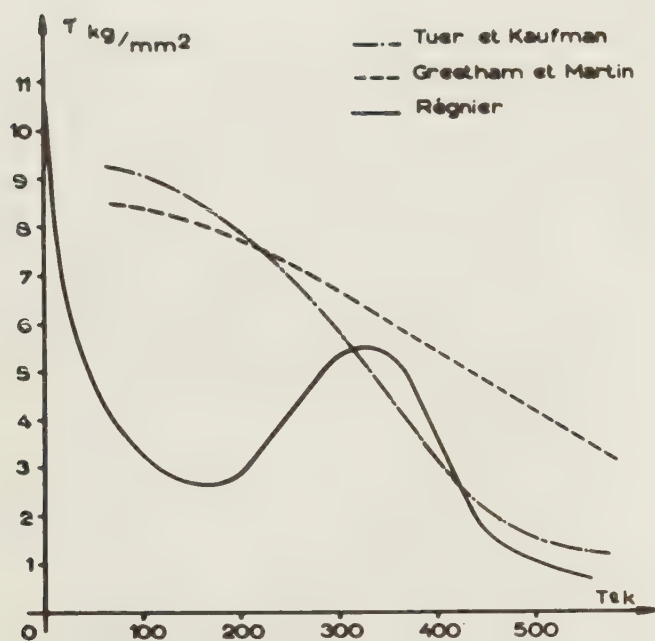


Fig 83 Comparaison des résultats sur le Beryllium

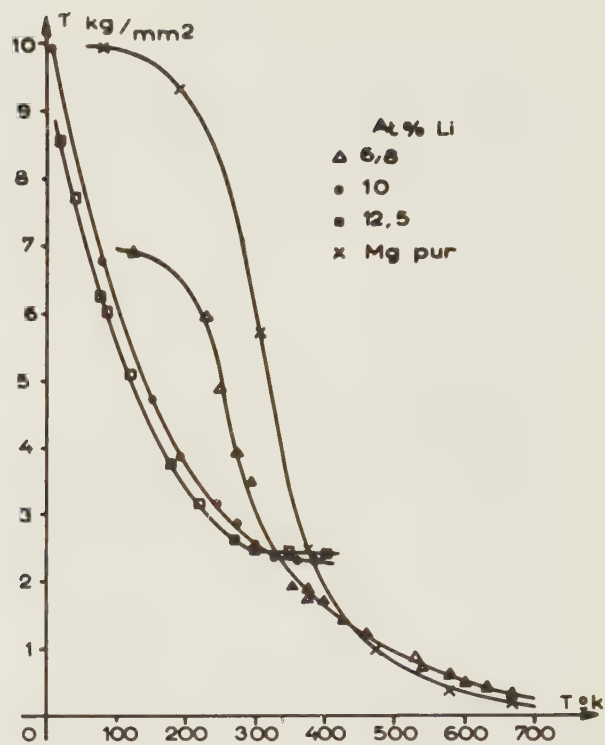


Fig 84 Glissement prismatique des alliages Magnesium-Lithium

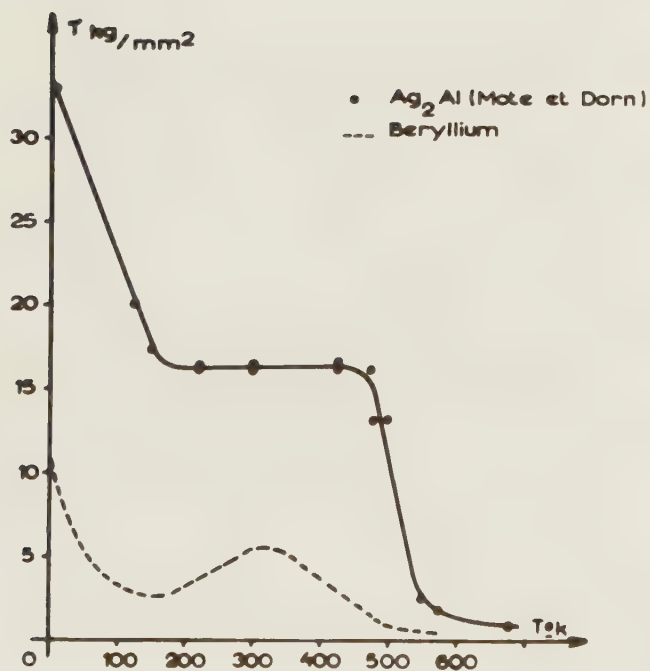


Fig 85 Glissement prismatique de Ag₂Al

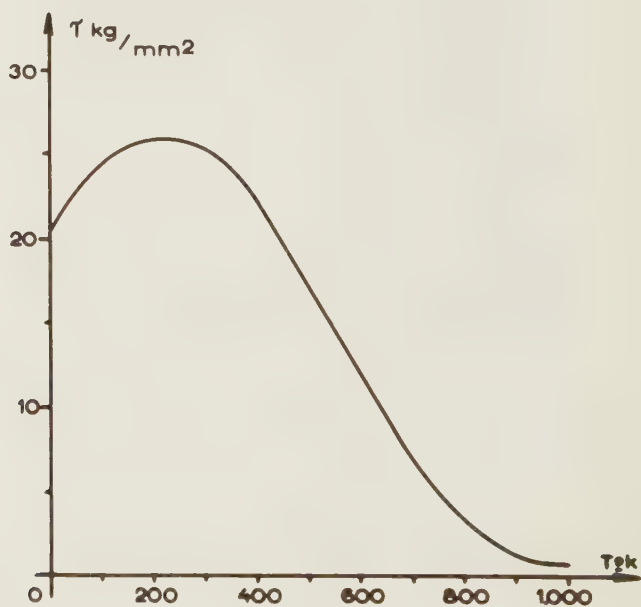


Fig 86 Glissement prismatique de l'alliage cuivre germanium à 16,2 at% de Ge (Thornton ref)

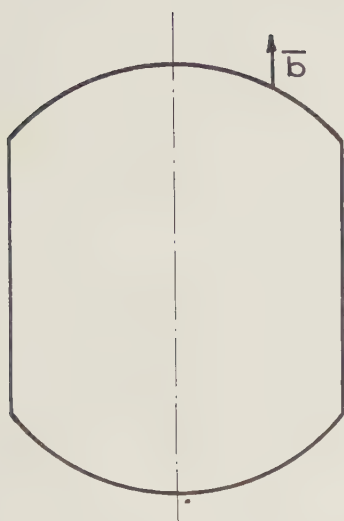


Fig 87 Blocage efficace

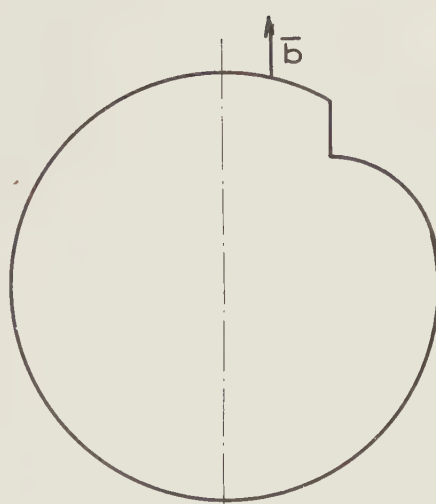


Fig 88 Blocage inefficace

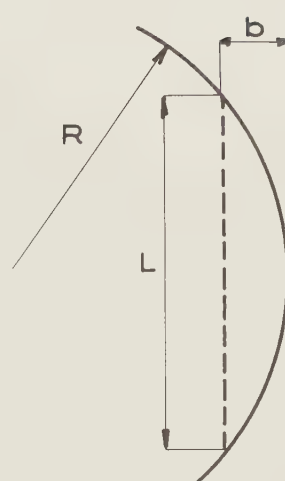


Fig 89 $L = 2\sqrt{2Rb}$

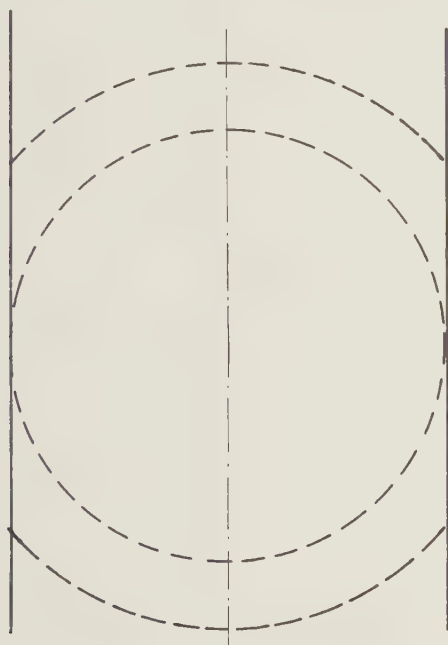


Fig 90 Blocage d'une boucle

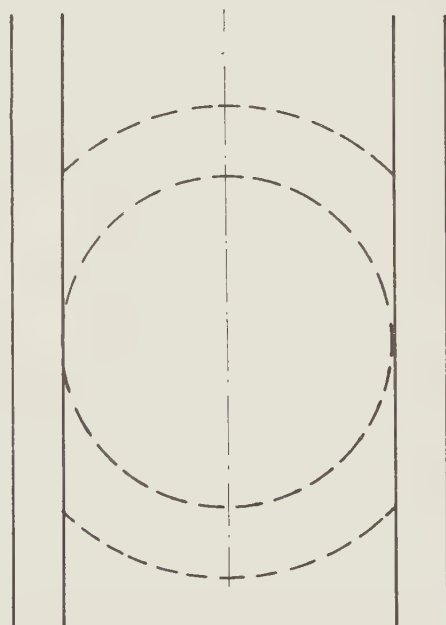


Fig 91 Empilement des vis

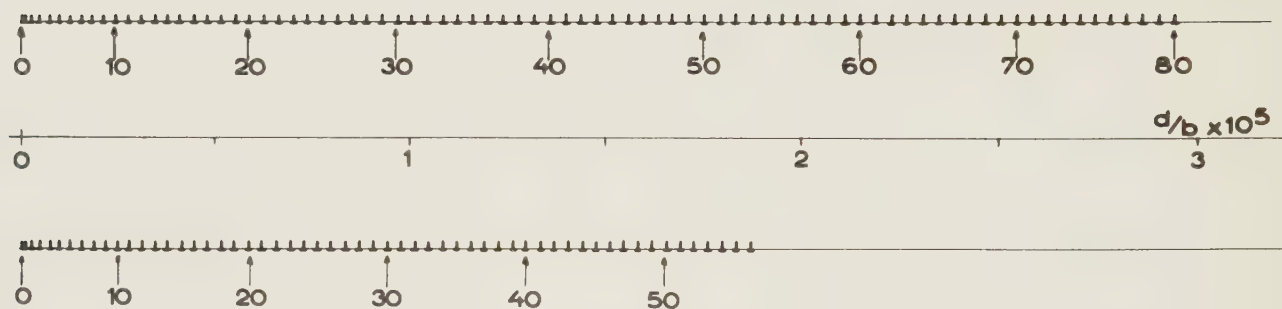


Fig 92 Empilement des dislocations pour $L=450.000b$ et $250.000b$

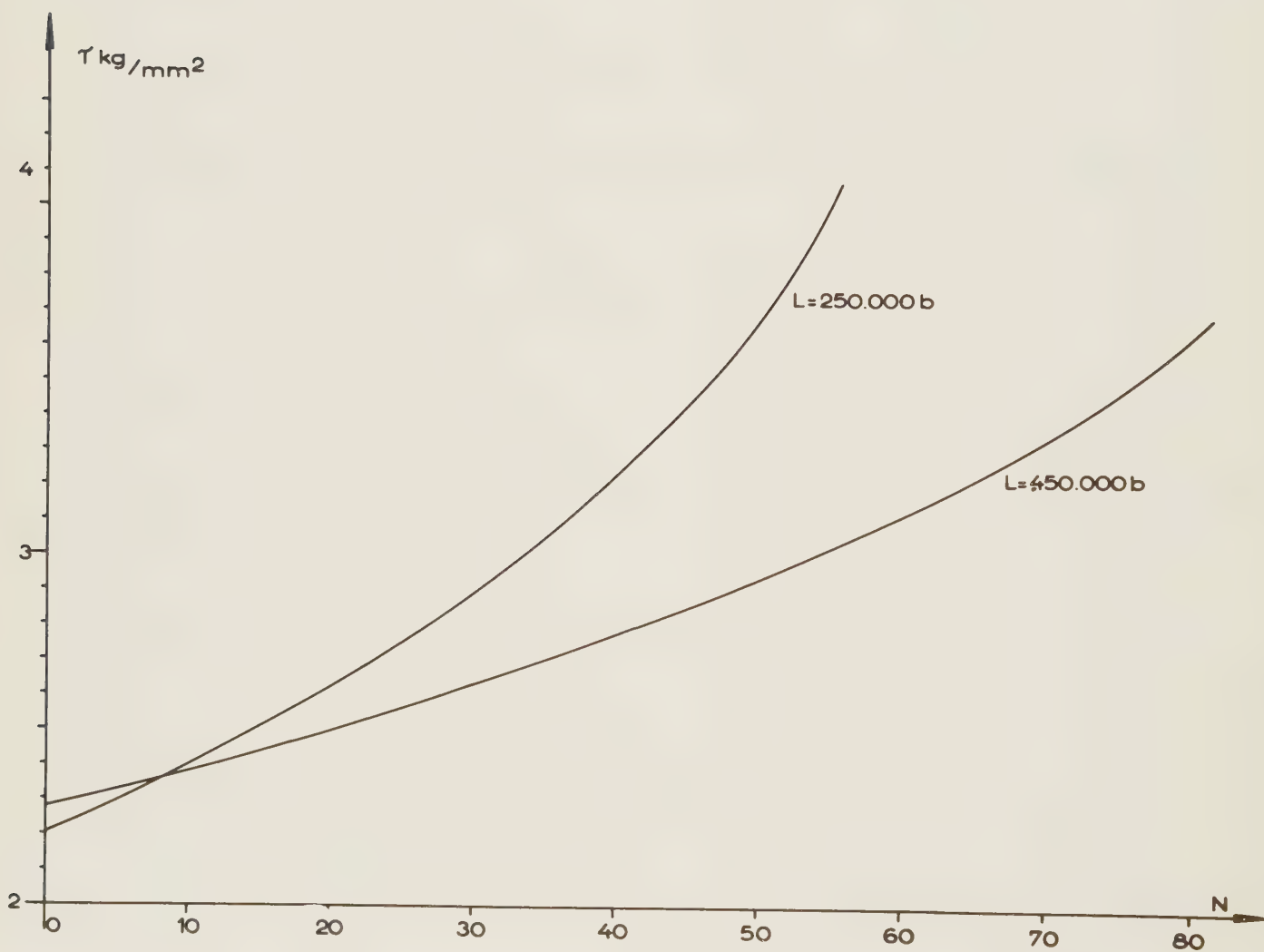


Fig 93 Variation de la contrainte appliquée en fonction du nombre de dislocations empilées

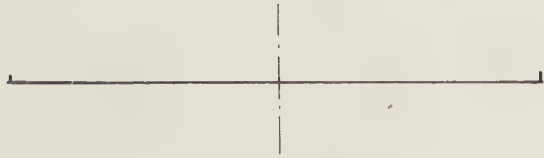


Fig 95



Fig 96

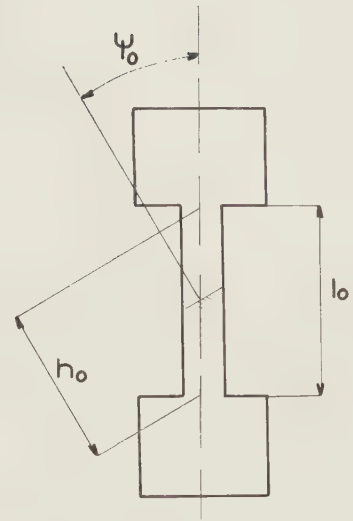


Fig 94



Fig 97



Fig 98



Fig 99

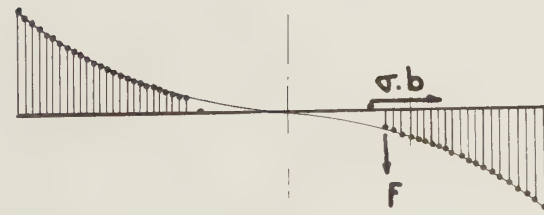
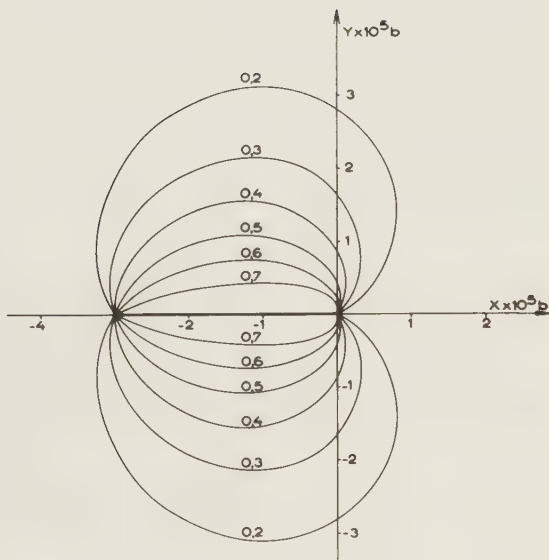
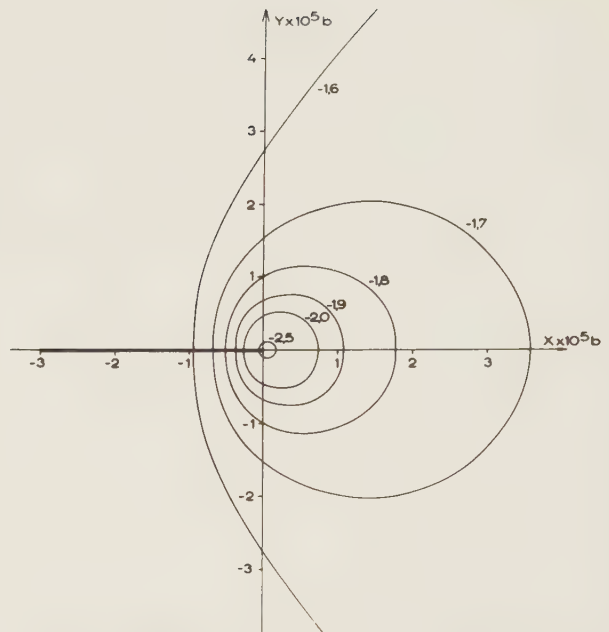


Fig 100

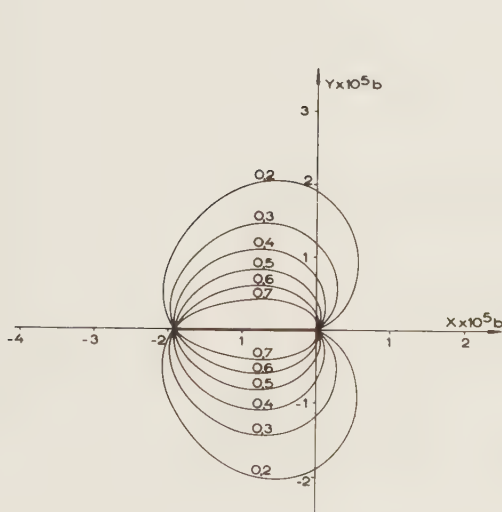


Contrainte sur le plan de base

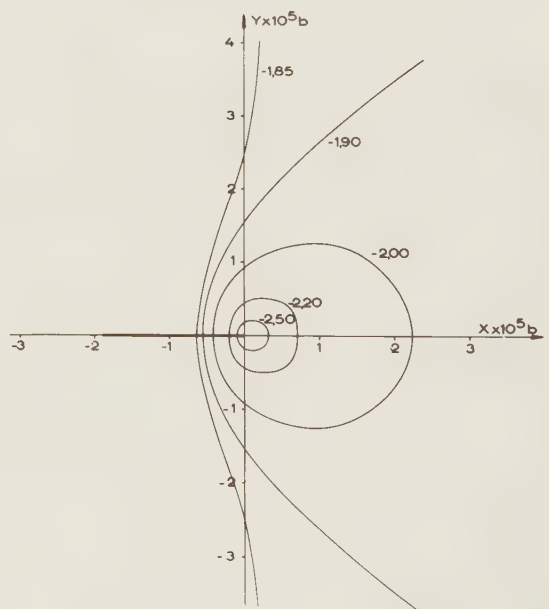


Contrainte sur le plan prismatique

Fig 101 CARTE DU CHAMP POUR $L=450.000b$



Contrainte sur le plan de base



Contrainte sur le plan prismatique

Fig 102 CARTE DU CHAMP POUR $L=250.000b$



Fig 103 Aspect prévu du glissement dévié

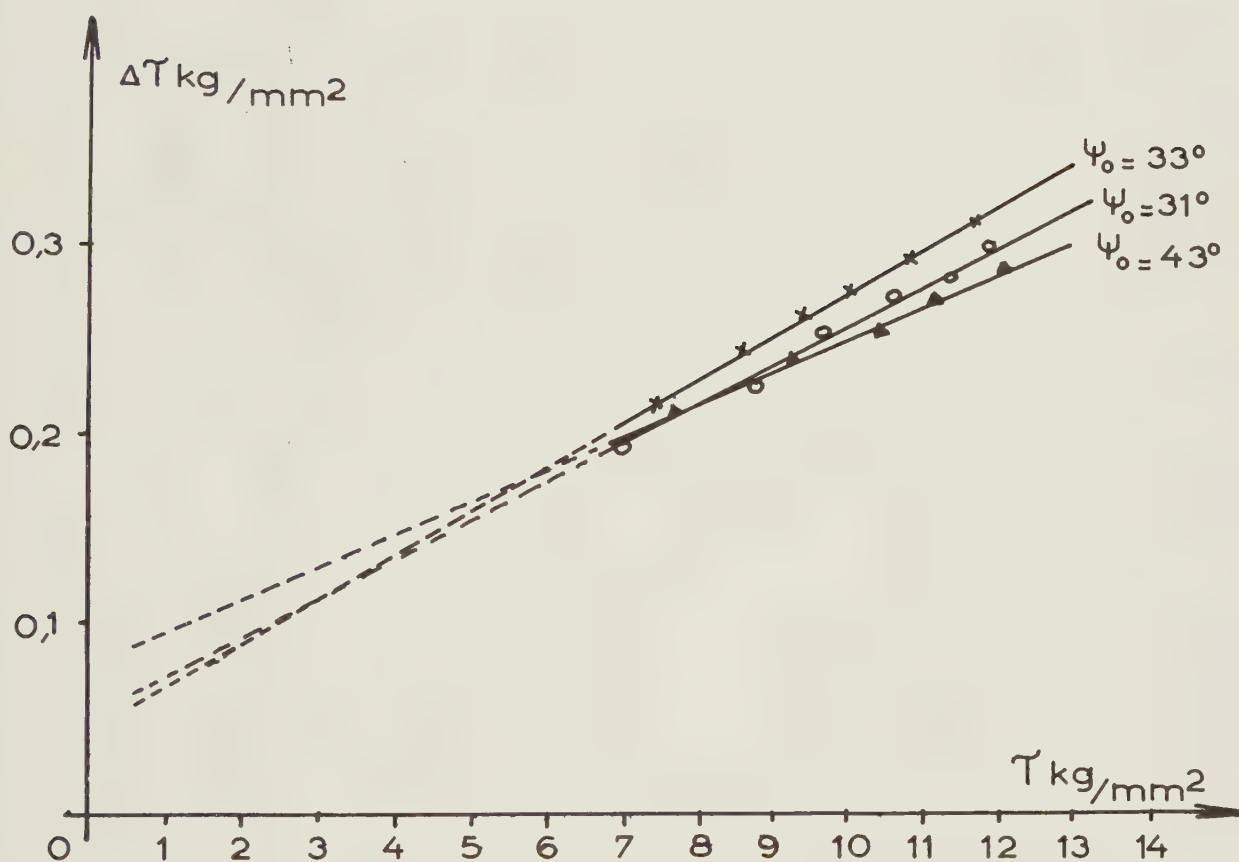
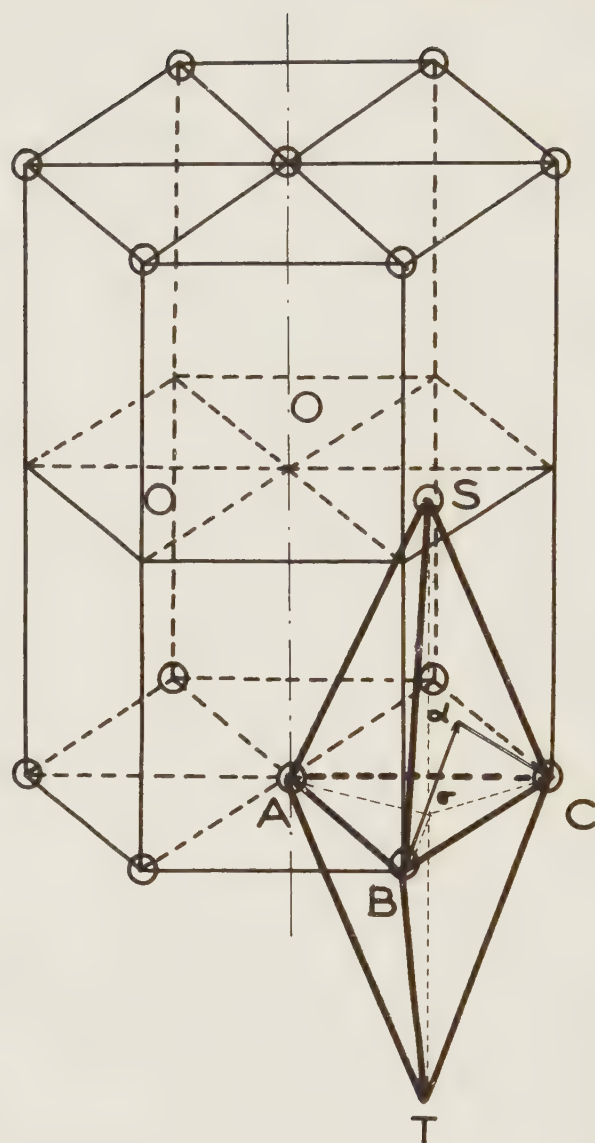


Fig 104 Variation de $\Delta\tau$ en fonction
de τ à l'ambiante
(Rapport de vitesse:10)

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha: \text{C.g de } S\hat{B}C \\ \beta: \text{C.g de } S\hat{A}C \\ \gamma: \text{C.g de } S\hat{A}B \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha': \text{C.g de } T\hat{B}C \\ \beta': \text{C.g de } T\hat{A}C \\ \gamma': \text{C.g de } T\hat{A}B \end{array} \right.$$



$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{AB} \longrightarrow \overline{A\gamma} + \overline{\gamma B} \\ \overline{BC} \longrightarrow \overline{B\alpha} + \overline{\alpha C} \\ \overline{CA} \longrightarrow \overline{C\beta} + \overline{\beta A} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{AB} \longrightarrow \overline{A\gamma'} + \overline{\gamma' B} \\ \overline{BC} \longrightarrow \overline{B\alpha'} + \overline{\alpha' C} \\ \overline{CA} \longrightarrow \overline{C\beta'} + \overline{\beta' A} \end{array} \right.$$

Fig 105 Dissociation du type :

$$\frac{1}{3}[11\bar{2}0] \longrightarrow \frac{1}{18}[24\bar{6}3] + \frac{1}{18}[42\bar{6}\bar{3}]$$

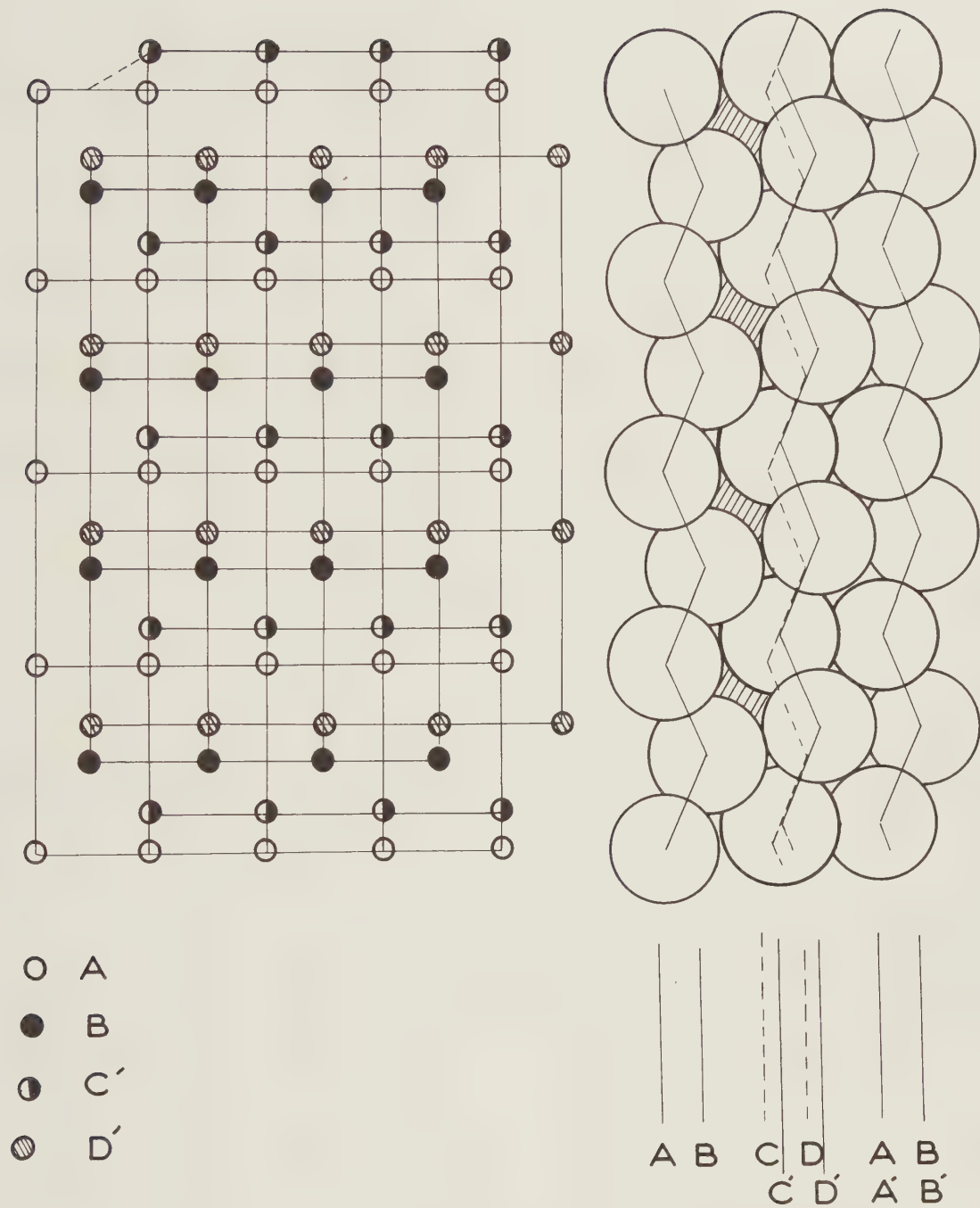
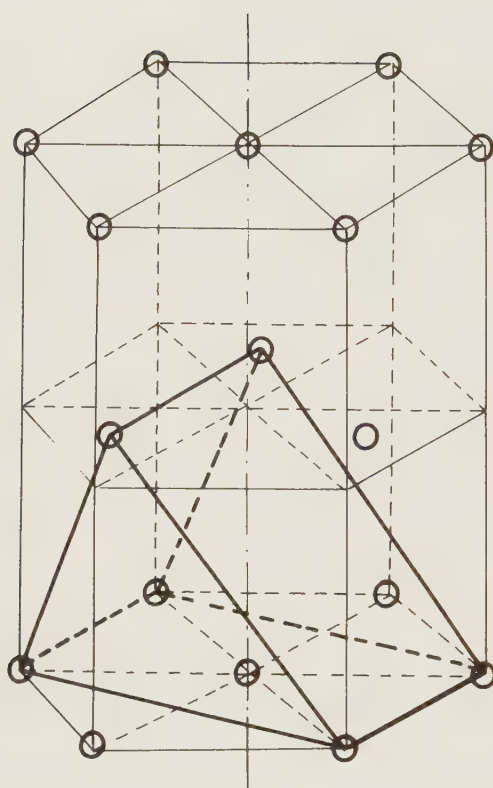
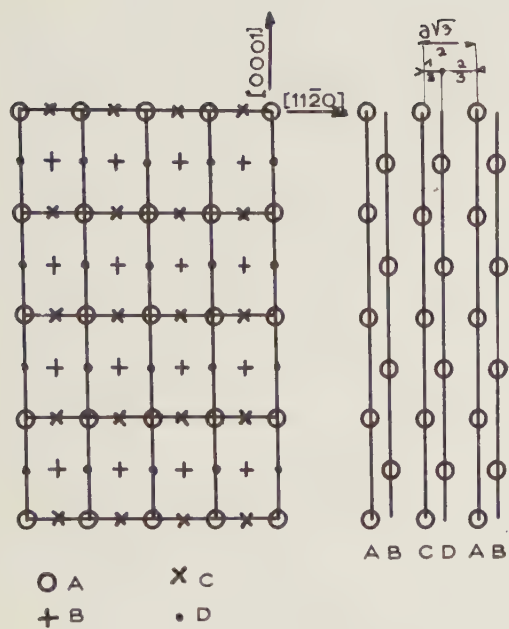


Fig 106 Faute du type $\frac{1}{18}[24\bar{3}]$ sur le plan prismatique $(10\bar{1}0)$

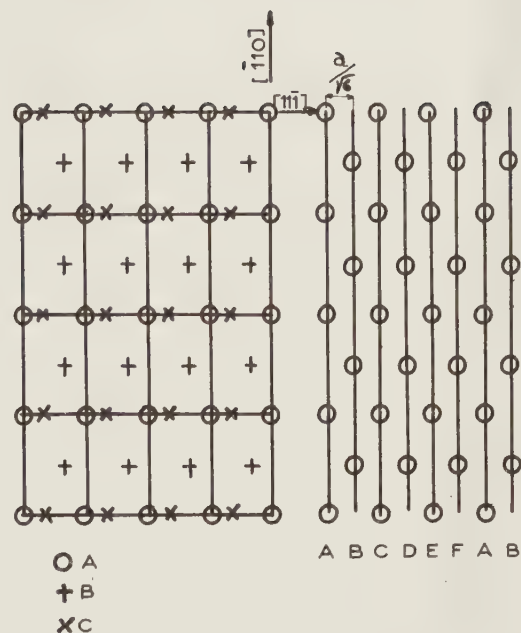


Plans denses		Directions denses		Rayons atomiques	
h.c.p	→	b.c.c	h.c.p	→	b.c.c
(0001)	→	(110)	$[11\bar{2}0]$	→	$[111]$
$(10\bar{1}0)$	↗ ↘	(110) (112)	$[0001]$	→	$[110]$

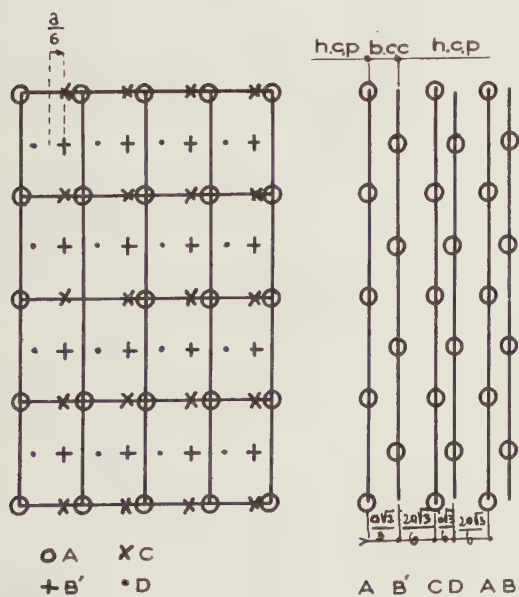
Fig 107 Transformation de phase : hexagonale compact → cubique centré



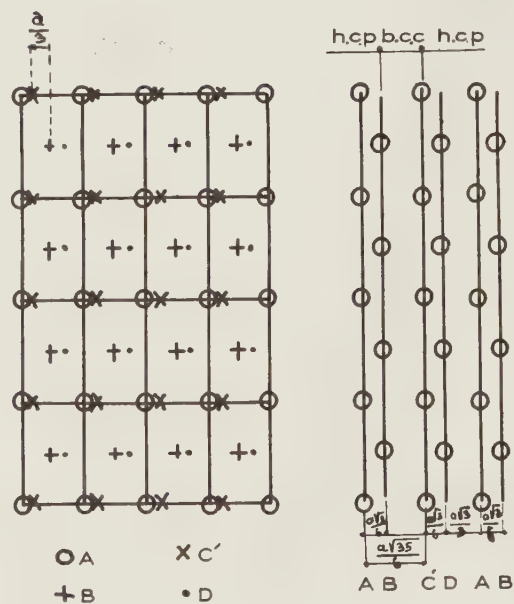
Empilement des plans prismatiques



Empilement des plans (112) du cubique centré



Faute $\frac{1}{18} [11\bar{2}0]$ sur le plan prismatique



Faute $\frac{1}{9} [11\bar{2}0]$ sur le plan prismatique

Fig 108

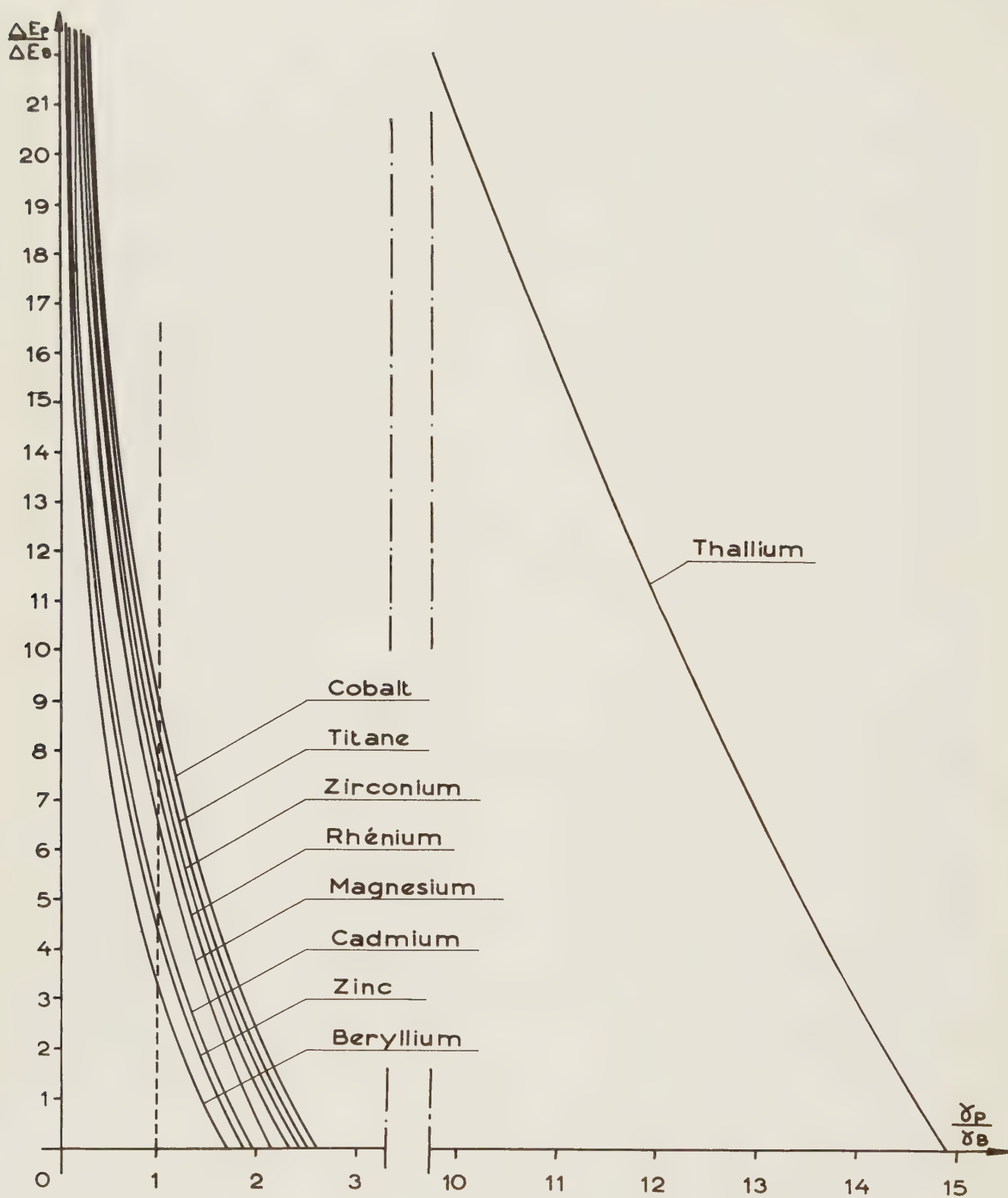


Fig 109 Comparaison des dissociations

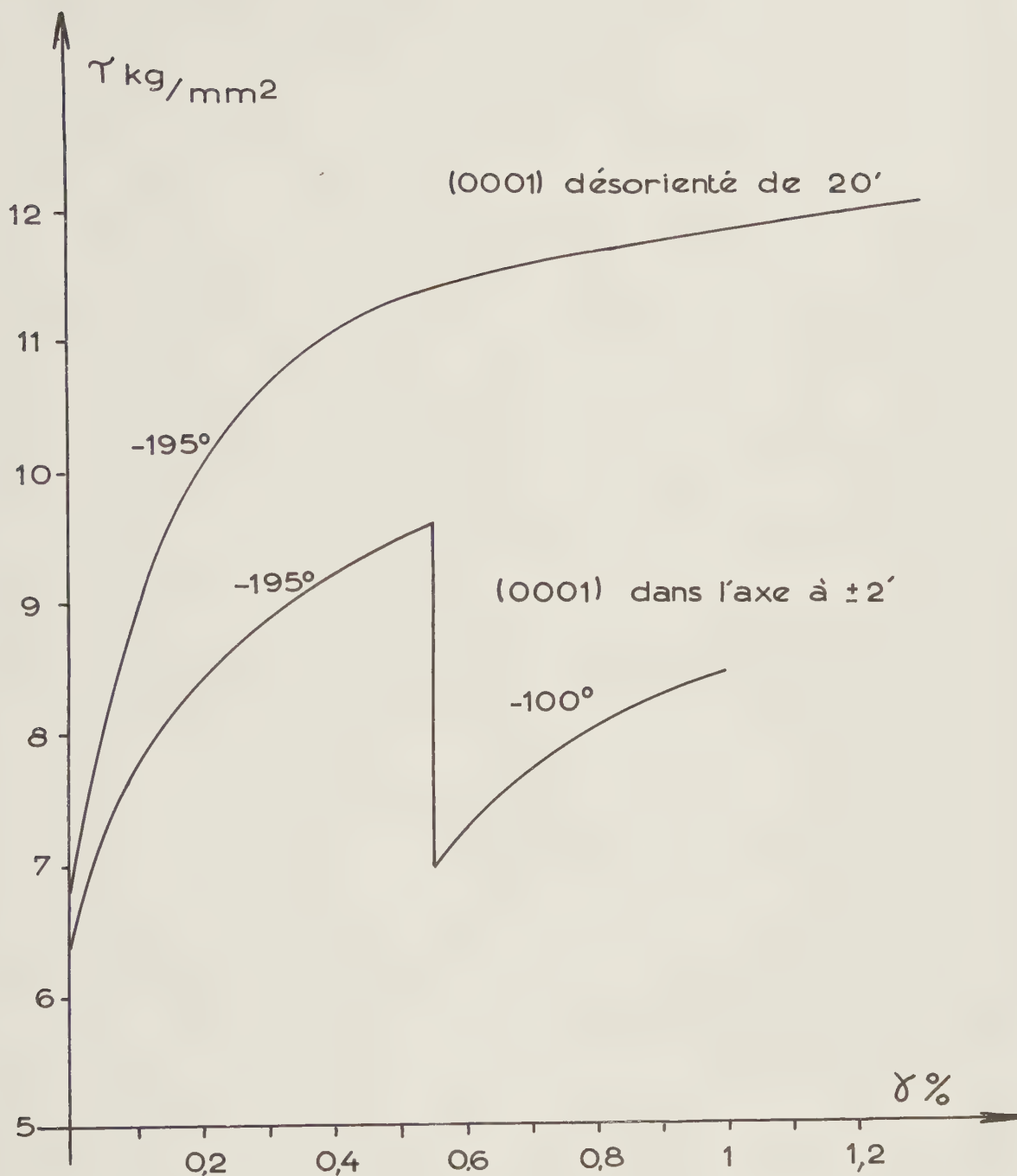


Fig 110 Glissement non basal du magnésium

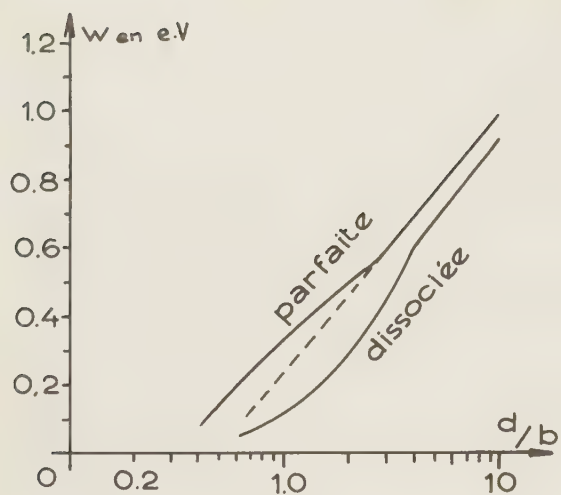


Fig 111

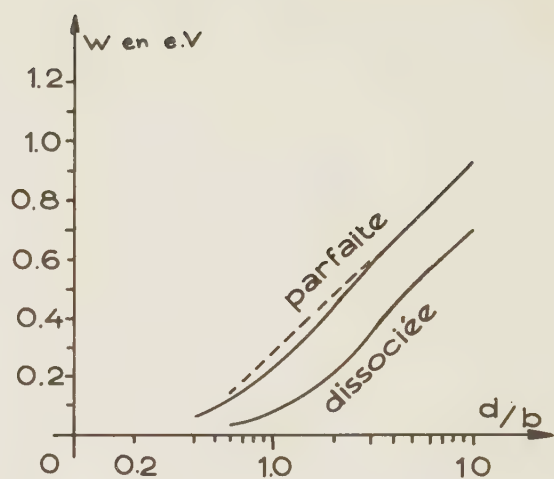


Fig 112

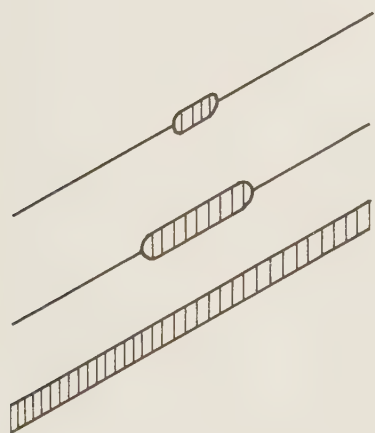


Fig 113

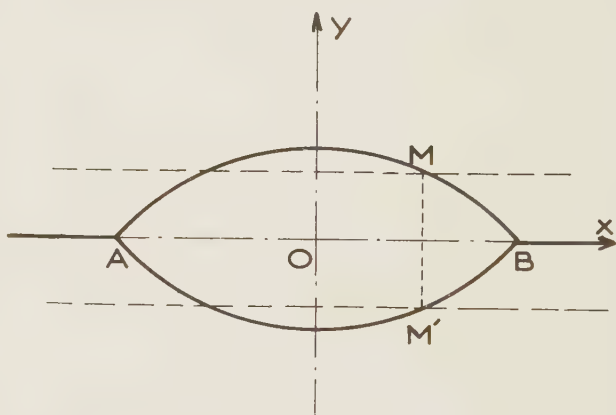


Fig 114



Fig 115

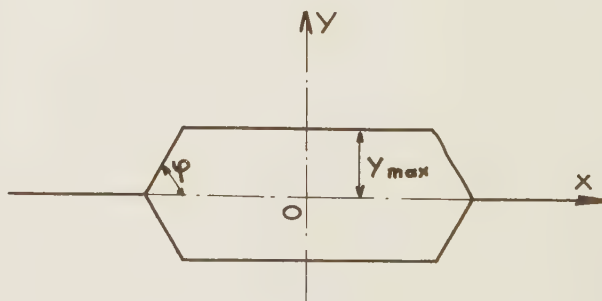


Fig 116

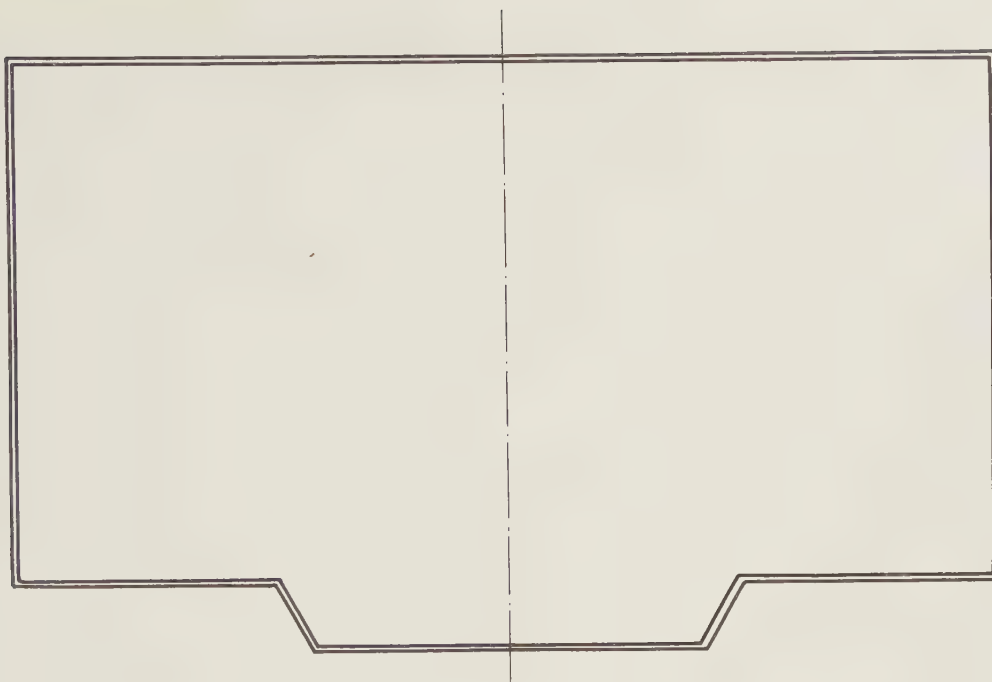


Fig 117

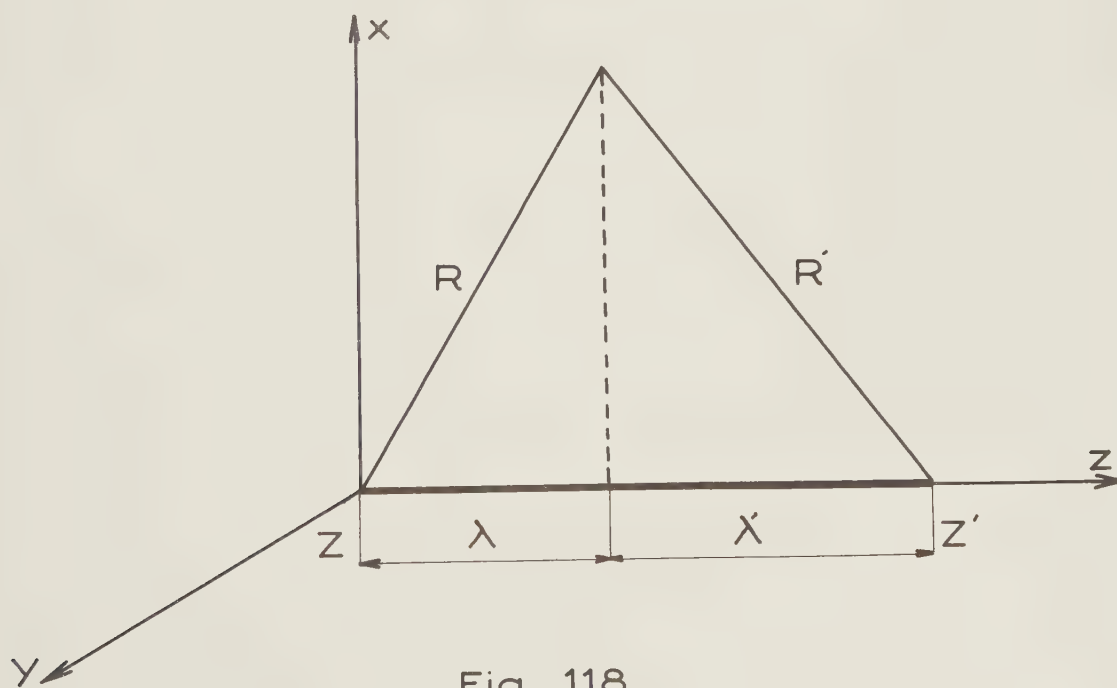


Fig 118

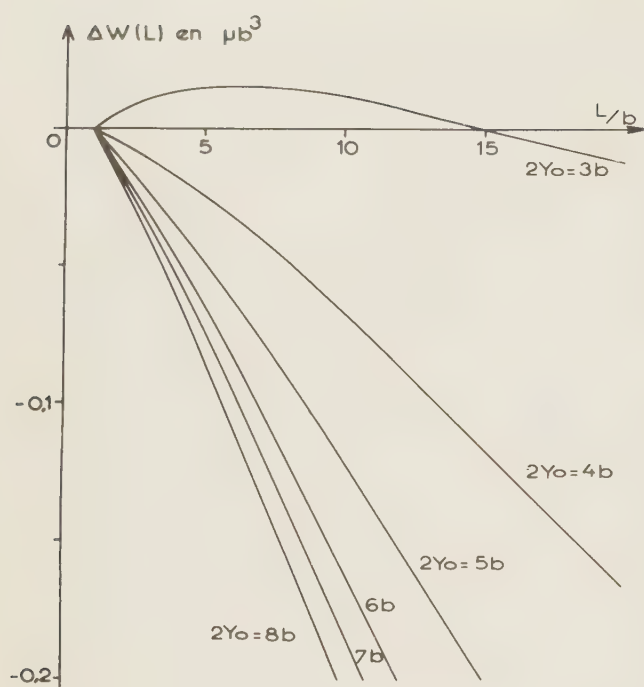


Fig 119 $\Delta W(L)$ pour $\nu=0$

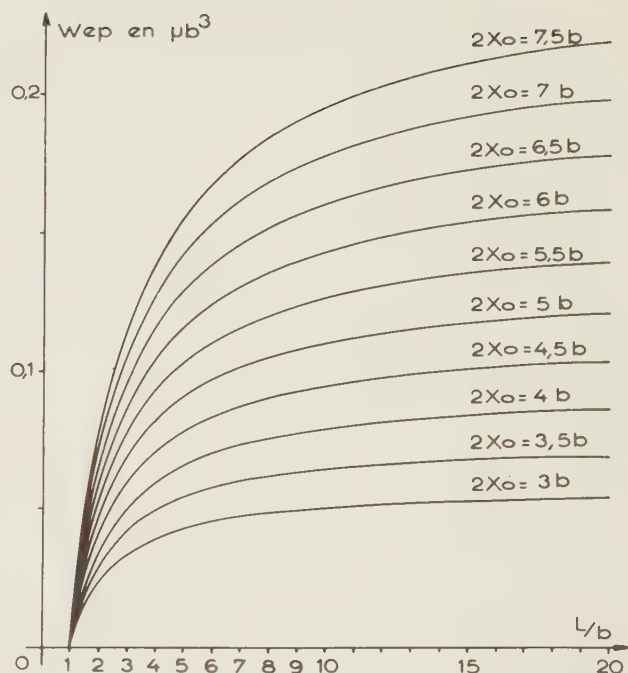


Fig 120 Energie d'écartement pour $\nu=0$

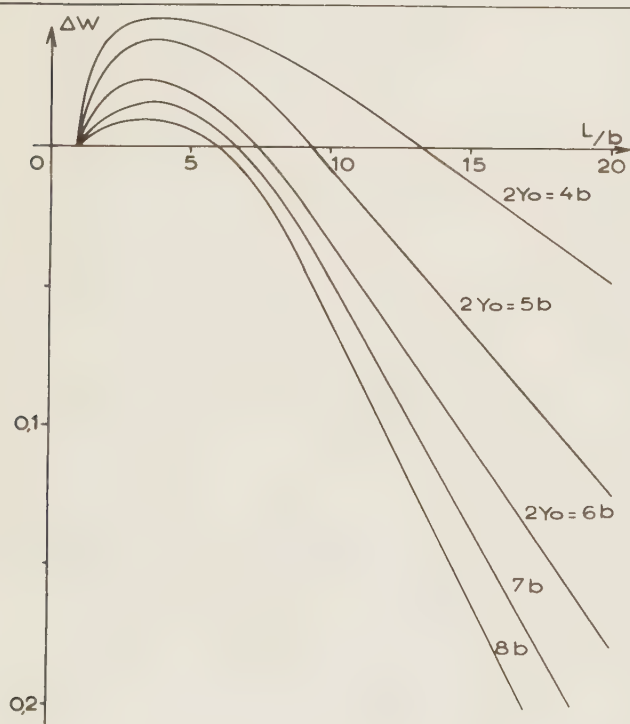


Fig 121 $\Delta W(L)$ pour $\nu=0.3$

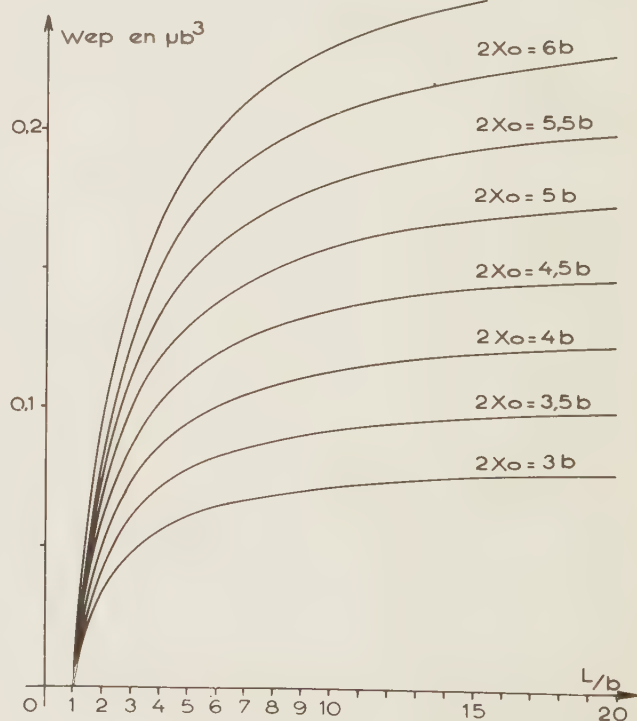


Fig 122 Energie d'écartement pour $\nu=0.3$

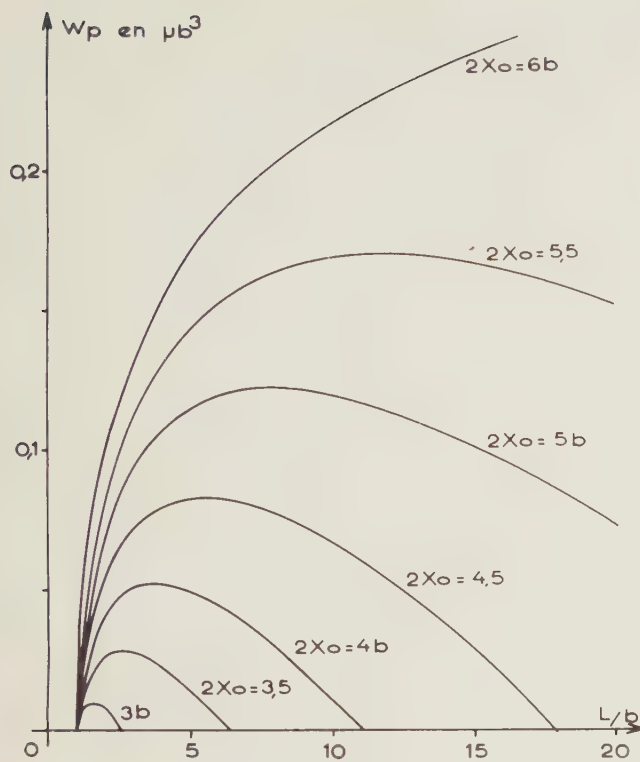


Fig 123 Energie de passage pour $v=0$

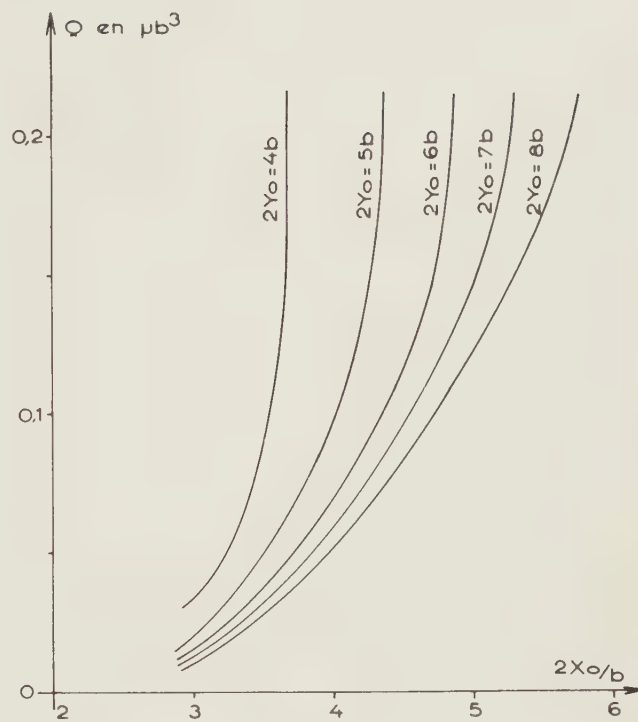


Fig 124 Energie d'activation pour $v=0$

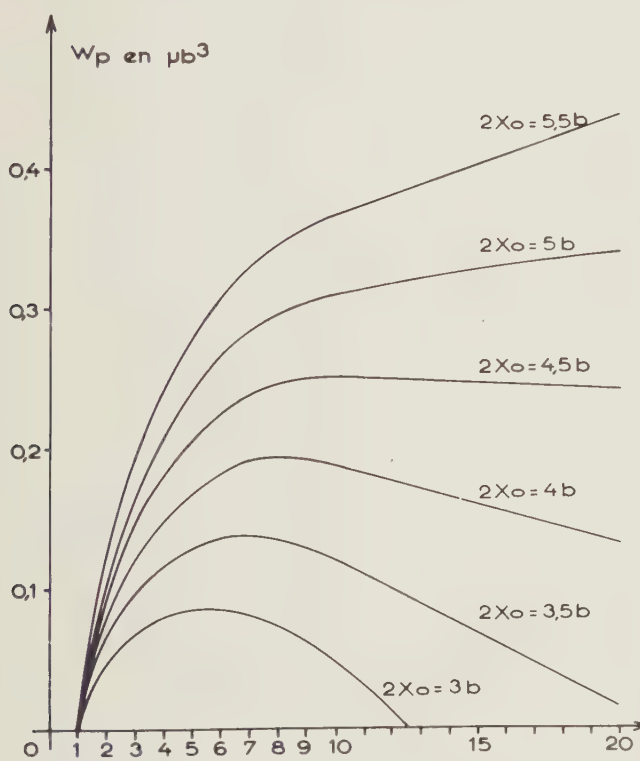


Fig 125 Energie de passage pour $v=0,3$



Fig 126 Energie d'activation pour $v=0,3$

Deuxième thèse

Propositions données par la Faculté

MESURE DES ENERGIES DE SURFACE
ET D'INTERFACE

Vu et approuvé :

Orsay, le 7 Mai 1969

Le Doyen de la Faculté des Sciences d'Orsay

G. POITOU

